



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE,
FISICHE E NATURALI

Tesi di laurea Magistrale in Fisica

Rivelazione diretta di materia oscura con DarkSide: sviluppo, installazione e collaudo del rivelatore di neutroni

Relatore Interno: Dott. Davide D'Angelo

Relatore Esterno: Dott. Stefano Davini

TESI DI LAUREA DI:
Luca Pagani
Matricola *n*^o 790699
Codice P.A.C.S: 95.35. + *d*

Anno accademico 2012/2013

Deinde quod obscura de re tam lucida pango

E poi perchè su di una materia oscura distendo parole tanto luminose

Lucrezio, *De Rerum Natura*, I, 933

Introduzione

L'esistenza della materia oscura è nota per i suoi effetti gravitazionali a diverse scale, ma la sua natura rimane un mistero. Una possibilità, motivata da considerazioni cosmologiche e di fisica delle particelle elementari, è che la materia oscura sia costituita da particelle elementari non ancora scoperte.

Fra i candidati, le WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*), particelle con massa dell'ordine dei 100 GeV e sezione d'urto dell'ordine delle interazioni deboli, possiedono la giusta densità fossile per costituire la materia oscura. Le WIMPs possono essere prodotte in esperimenti quali LHC al CERN. Evidenze dell'esistenza di tali particelle possono provenire anche da osservatori di raggi cosmici di alta energia che ne rivelano i prodotti di decadimento. Il “vento di WIMPs”, prodotto dal movimento della Terra all'interno dell'alone di materia oscura che permea la nostra galassia potrebbe poi portare a collisioni WIMP-nucleo di energia sufficiente da essere rivelate. Fra le differenti metodologie di ricerca di materia oscura in corso, l'osservazione diretta dell'interazione WIMP-nucleo risulta molto promettente anche se pone allo stesso tempo sfide significative: il segnale atteso infatti è di bassa energia (minore di 100 keV) e molto raro (poche interazioni all'anno per tonnellata di bersaglio). Da qui l'esigenza di costruire esperimenti a basso fondo intrinseco in strutture sotterranee.

In questo panorama si inserisce il progetto DarkSide presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), un rivelatore per l'osservazione diretta di WIMPs che utilizza una *Time-Projection Chamber* (TPC) bi-fasica ad Argon ultrapuro.

Un fondo limitante per tutti i rivelatori di materia oscura è la produzione di rinculi nucleari da diffusione elastica di neutroni nel loro volume attivo. La TPC di DarkSide è inserita in un rivelatore per neutroni ad alta efficienza costituito da scintillatore liquido borato. A sua volta il rivelatore di neutroni è inserito all'interno di un rivelatore Cherenkov ad acqua che funziona sia da schermatura passiva per la radioattività ambientale, sia come rivelatore per i muoni cosmogenici.

Nel mio lavoro di tesi ho provveduto ad installare, testare e effettuare il debug della catena elettronica del rivelatore di neutroni e di quello di muoni, costituita dai moduli di alta tensione, dai Front-End e dai digitalizzatori. Ho contribuito alla scrittura del codice di acquisizione dati e di controllo. Ho

sviluppato poi parte del codice di ricostruzione con il quale è stato possibile effettuare la prima analisi dei dati acquisiti.

Il risultato finale della mia tesi è una misura preliminare della resa in luce dello scintillatore del rivelatore di neutroni utilizzando i dati ottenuti con sorgenti radioattive (^{241}Am e ^{137}Cs).

Attività svolte

Di seguito riporto le attività svolte durante il mio periodo di tesi:

- Dicembre 2012:
 - partecipazione ai corsi LabVIEW CORE 1, CORE 2 e CORE 3 a Milano;
 - arrivo dell'hardware a Genova.
- Gennaio 2013:
 - sviluppo delle funzioni di base del software di acquisizione dati (ODAQ, Zero Suppression) e di controllo (DS50RC). Test bench del sistema;
 - presentazione al General Meeting di DarkSide della prima versione del software di acquisizione ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS);
- Febbraio 2013:
 - partecipazione al corso LabVIEW FPGA a Milano;
 - sviluppo del tool di ispezione dei canali Inspector a Genova;
 - test della catena elettronica con il primo Front-End e individuazione di alcuni problemi di rumore;
- Marzo 2013:
 - test ulteriori sul rumore dei Front-End;
 - sviluppo di ODS, il software per leggere gli scalers dei fotomoltiplicatori (PMT);
- Aprile 2013:
 - Installazione e cablaggio dell'elettronica del rivelatore di neutroni ai LNGS;
 - Test della catena elettronica del rivelatore di neutroni (PMTs + moduli di HV + Front-End + digitalizzatori);
 - ulteriore sviluppo di Inspector;

- Maggio 2013:
 - sviluppo di ODAQ e release della sua versione quasi definitiva;
 - test di tutti i 110 PMT del rivelatore di neutroni;
- Giugno 2013:
 - sviluppo del builder (ODB);
 - test e debug di ODAQ, ODS e DS50RC;
 - partecipazione ai corsi LabVIEW High Throughput FPGA a Milano;
 - test dei nuovi Front-End ai LNGS;
 - debug della logica FPGA della scheda digitale di Front-End;
- Luglio 2013:
 - sviluppo del software di ricostruzione e analisi `odrec`;
 - test del rivelatore di neutroni: run con sorgenti radioattive. Il rivelatore di neutroni è pronto per prendere dati;
- Agosto 2013:
 - analisi dei dati acquisiti durante i run di sorgente e ulteriore sviluppo di `odrec` a Milano;
- Settembre 2013:
 - installazione e cablaggio definitivo del rivelatore di neutroni e di quello di muoni ai LNGS;
 - debug della logica FPGA della scheda digitale di Front-End;
 - release della versione finale di ODAQ con integrata la logica FPGA di gestione del trigger (ODFlex).

Organizzazione della tesi

Nel seguito riporto l'organizzazione della tesi.

Nel Capitolo 1 è presentata un'introduzione alla fenomenologia della materia oscura. In particolare ne vengono discusse le evidenze sperimentali, i possibili candidati con particolare attenzione alle WIMPs, è discussa la ricerca sperimentale di WIMPs approfondita poi con la ricerca diretta di tali particelle e la descrizione dello stato attuale degli esperimenti.

Nel Capitolo 2 è descritto il progetto DarkSide dal suo setup a tutte le sue componenti: la TPC con particolare rilevanza per l'Argon e l'Outer Detector costituito dal rivelatore di neutroni e da quello di muoni.

Nel Capitolo 3 è descritto il sistema dell'elettronica dei rivelatori di veto e il mio contributo all'installazione, ai test e al debug effettuato su tutta la catena elettronica.

Nel Capitolo 4 è descritta l'interfaccia software online di acquisizione dati e di controllo. Scritta in LabVIEW, per interfaccia software dell'Outer Detector si intende tutti i programmi che rendono possibile l'acquisizione del segnale dei fotomoltiplicatori, dalla loro digitalizzazione alla scrittura su disco delle funzioni d'onda digitalizzate (ODAQ, Zero Suppressio, ODB, DS50RC, Inspector e ODS).

Nel Capitolo 5 è descritto *odrec*, il framework preliminare di decodifica e analisi dati per l'Outer Detector. Tale software è stato indispensabile per l'analisi presentata nel capitolo successivo.

Nel Capitolo 6 è descritto il primo test in aria con sorgenti radioattive (^{241}Am e ^{137}Cs) del rivelatore di neutroni effettuato tra il 9 e il 19 Luglio 2013. Tale test ha permesso una misura preliminare della resa in luce dello scintillatore del rivelatore di neutroni.

Indice

Introduzione	i
1 La Materia Oscura	1
1.1 Evidenze di Materia Oscura	1
1.2 Candidati di Materia Oscura	5
1.2.1 Le WIMPs	6
1.3 Ricerca sperimentale di WIMPs	6
1.3.1 Esperimenti per la rivelazione diretta di WIMPs	7
1.3.2 Ricerca diretta di WIMPs: diffusione elastica χ -nucleo	9
1.3.3 Fondi	12
1.4 Stato e prospettive della ricerca diretta di WIMPs	14
1.5 Conclusioni	16
2 L'esperimento DarkSide	18
2.1 Il progetto DarkSide	18
2.2 Setup di DarkSide	19
2.2.1 I LNGS	19
2.2.2 Design di DarkSide	20
2.3 La TPC	20
2.3.1 L'Argon come bersaglio per esperimenti di materia oscura	20
2.3.2 L'Argon ultra puro	22
2.3.3 La TPC di DarkSide	22
2.4 Il rivelatore di neutroni	24
2.4.1 Lo scintillatore	25
2.5 Il rivelatore di muoni	27
2.5.1 Effetto Cherenkov	28
2.6 DarkSide-50	29
2.6.1 Sensibilità di DS-50	29
2.6.2 Prossimi rivelatori	29

3	Elettronica e sistema di acquisizione dati per l'Outer Detector di DarkSide	31
3.1	Requisiti del sistema di veto	32
3.2	Moduli HV	33
3.3	Elettronica analogica di Front-End	34
3.4	Schede digitale di Front-End e trigger	35
3.5	Elettronica digitale di DAQ	37
3.6	Trigger	39
3.7	Stato corrente	40
4	Software online di acquisizione dati	43
4.1	ODAQ - Il software di acquisizione	44
4.1.1	<i>Command loop</i>	45
4.1.2	<i>State machine loop</i>	46
4.1.3	<i>Zero Suppression loop</i>	48
4.1.4	<i>Transmitter loop</i>	49
4.1.5	ODFlex	49
4.1.6	Inspector	50
4.2	ODB - Il Builder	51
4.3	DS50RC - Il Run Controller	52
4.4	ODS - L'interfaccia degli Scaler	53
4.5	DS50HV	53
5	Software offline di ricostruzione	55
5.1	odrec - Il codice di ricostruzione	55
5.1.1	odrec_event	56
5.1.2	odrec_base_module	56
5.1.3	odrec_reader	57
5.1.4	odrec_decoder	58
5.1.5	odrec_baseline_subtractor	58
5.1.6	odrec_integrator	58
5.1.7	odrec_spe	59
5.1.8	odrec_writer	59
5.2	Le variabili fisiche di odrec	59
6	Test del rivelatore di neutroni: run con sorgente	61
6.1	Setup della sorgente	61
6.2	Stato dell'hardware durante il test	63
6.2.1	Condizioni del rivelatore	63
6.2.2	Stato dei PMTs	63
6.2.3	Stato dell'elettronica di Front-End	64
6.2.4	Stato del Trigger	64
6.3	DAQ	64
6.4	Le misure	65

6.4.1	Run di Laser	65
6.4.2	Run di <i>Blank</i>	66
6.4.3	Run con la sola cella	67
6.4.4	Confronto fra i run con la sola cella e i run di <i>Blank</i> .	67
6.4.5	Run con sorgente	68
	Conclusioni	76
	Bibliografia	77

Capitolo 1

La Materia Oscura

L'esistenza della materia oscura (DM da Dark Matter) e la sua composizione rimangono uno dei problemi aperti in cosmologia e in fisica delle particelle.

La materia oscura non può essere osservata direttamente in quanto né emette né assorbe luce o altra radiazione elettromagnetica: essa si manifesta attraverso i suoi effetti gravitazionali sulla materia visibile, sulla radiazione elettromagnetica di fondo e sulle strutture a larga scala che compongono l'Universo. Sulla base del modello cosmologico standard e da recenti risultati sperimentali la materia oscura costituisce il 26.8% dell'energia totale dell'Universo.

Uno dei possibili candidati di materia oscura sono le WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). Esistono oggi numerosi esperimenti atti alla rivelazione diretta di WIMPs. L'interpretazione dei risultati sperimentali risulta tuttavia complessa e contraddittoria.

Questo capitolo è un'introduzione alla fenomenologia della materia oscura. In particolare in Sez. 1.1 ne vengono discusse le evidenze sperimentali; in Sez. 1.2 sono presentati i possibili candidati con particolare attenzione alle WIMPs (Sez. 1.2.1); in Sez. 1.3 è discussa la ricerca sperimentale di WIMPs approfondita poi in Sez. 1.3.1 con la ricerca diretta di tali particelle. In Sez. 1.4 è descritto lo stato attuale degli esperimenti.

1.1 Evidenze di Materia Oscura

Esistono oggi numerose evidenze sperimentali che indicano l'esistenza di materia oscura nell'Universo.

La prima e più convincente evidenza di materia oscura deriva dall'osservazione che vari oggetti luminosi (stelle, nubi di gas, ammassi o intere galassie) si muovono più velocemente di quanto ci si aspetterebbe considerando il loro moto come dovuto all'attrazione gravitazionale dei soli oggetti luminosi presenti.

Le curve di rotazione delle galassie (ovvero la velocità di rotazione di stelle e gas che compongono la galassia in funzione della distanza dal centro) sono un esempio diretto di tale comportamento inaspettato. La velocità di rotazione v di un oggetto in un'orbita di Keplero stabile di raggio r intorno a una galassia scala come $v(r) \propto \sqrt{M(r)/r}$ dove $M(r)$ è la massa contenuta nell'orbita. Per r al di fuori del disco visibile della galassia ci si aspetta $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$.

Le curve di rotazione osservate (Fig. 1.1) mostrano invece un caratteristico andamento piatto a distanze molto grandi rispetto al bordo del disco luminoso della galassia. Si può spiegare tale comportamento ipotizzando l'esistenza di materia non visibile: la galassia risulta dunque un aggregato di materia barionica (stelle e gas) circondato o immerso in un alone di materia oscura a simmetria sferica che si estende a distanze molto più grandi del raggio visibile della galassia e caratterizzato da $\rho(r) \propto 1/r^2$ e $M(r) \propto r$ [1].

L'analisi delle curve di rotazione delle galassie porta a una stima sulla densità di materia oscura nell'Universo $\Omega_{DM} \gtrsim 0.1$ dove $\Omega_X = \rho_X/\rho_c$ indica l'abbondanza di un elemento nell'Universo rispetto alla densità di massa critica ρ_c ¹.

Evidenze di materia oscura, la cui densità stimata è $\Omega_{DM} \simeq 0.2 \div 0.3$ [4], derivano anche dall'osservazione degli ammassi di galassie. Tali osservazioni comprendono:

- la misura della dispersione delle velocità delle galassie negli ammassi: grazie al teorema del Viriale è possibile legare l'energia potenziale e quindi la massa di un ammasso alla sua velocità. Tale misura costituì il primo segnale di materia oscura: nel 1933 infatti, l'astronomo Zwicky si rese conto che per spiegare la dispersione delle velocità delle galassie che formano la Chioma di Berenice avrebbe dovuto esserci dalle 10 alle 100 volte più materia di quella associata ai soli oggetti luminosi presenti. Da qui l'esigenza di ipotizzare l'esistenza di una quantità considerevole di materia oscura [5].
- la misura della temperatura dello spettro nei raggi X del gas presente nell'ammasso: l'emissione in raggi X associata a una galassia o a un ammasso si estende anche parecchio al di là delle regioni otticamente visibili e indica la presenza di gas caldo ($10^7 \div 10^8$ K) ionizzato. Misurando tale spettro si misura il potenziale gravitazionale a cui è soggetto il gas da cui si può ricostruire la massa totale dell'ammasso. Quest'ultima differisce dalla sola componente luminosa visibile nell'am-

¹La densità di massa critica è un parametro cosmologico definito come [2, pp. 264-274, 280-288]

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G_N} = 4.71 \cdot 10^{-6} \text{ GeV cm}^3$$

tale per cui $\Omega_{tot} = 1$ corrisponde ad un Universo piatto.

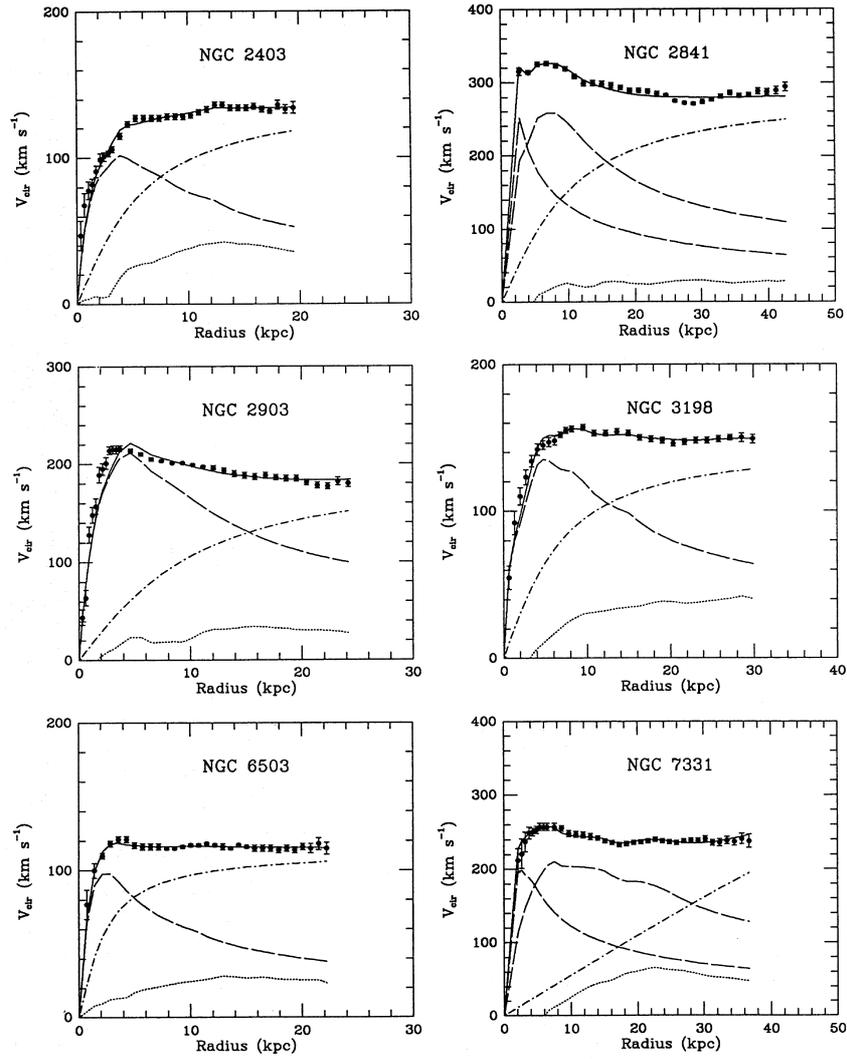


Figura 1.1: Curve di rotazione per varie galassie: la linea continua in ogni figura rappresenta il fit totale composto da componenti luminosa (linea spezzata), gas (linea punteggiata) e materia oscura (linea spezzata e punteggiata) [3].

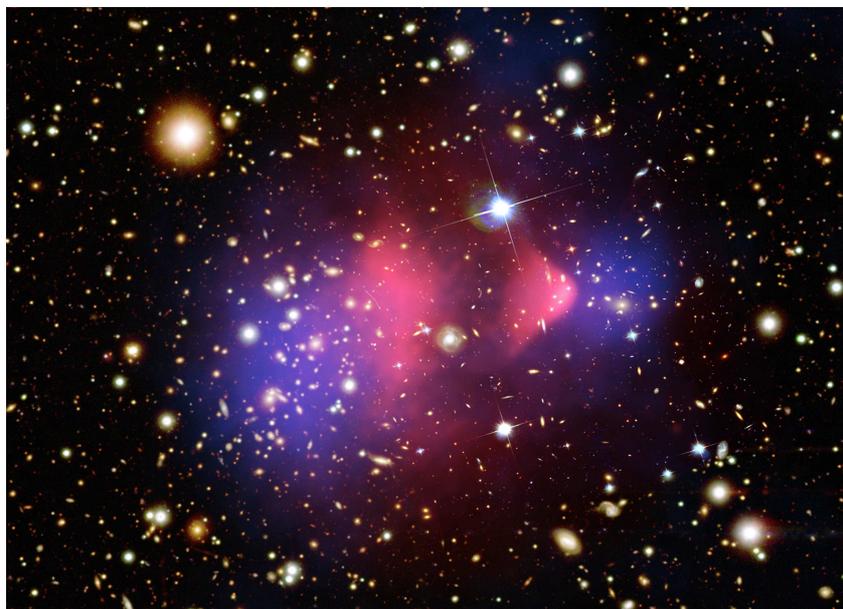


Figura 1.2: Immagine composta che mostra l'ammasso di galassie 1E 0657-56 formatosi dalla collisione di due grandi ammassi: in rosa è rappresentata l'emissione X del gas caldo presente mentre in arancione e bianco l'emissioni nell'ottico delle galassie; le aree in blu invece rappresentano la distribuzione della massa dell'ammasso ricavata misurandone l'effetto di lente gravitazionale. Si può osservare che molta della materia che compone l'ammasso risulta separata da quella luminosa (X-ray: NASA/CXC/CfA/M.Markevitch et al.; Optical: NASA/STScI; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al.; Lensing Map: NASA/STScI; ESO WFI; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al.)

masso e impone la necessità di ipotizzare una massiccia presenza di materia oscura (Fig. 1.2).

- la misura diretta dell'effetto di lente gravitazionale dovuto all'ammasso: in relatività generale la luce si propaga per geodetiche che differiscono da linee rette quando la luce passa vicino a un intenso campo gravitazionale. Sfruttando tale fenomeno è possibile misurare la massa di un ammasso analizzando la distorsione delle immagini degli oggetti ad esso vicini [6]. La sola componente luminosa di massa non è in grado di spiegare tali deflessioni: è necessario supporre la presenza di materia oscura (Fig. 1.2).

Seppur indiretto, il metodo più accurato per valutare Ω_{DM} deriva dal fit globale sui parametri cosmologici [2, pp. 280-288] ricavati da varie osservazioni. Fra queste, la misura dell'anisotropia della radiazione cosmica di fondo (CMB, *Cosmic Microwave Background*) [2, pp. 297-304] e la distribuzione delle galassie risultano di particolare interesse. Combinando le due

osservazioni si ottiene per la densità di materia non barionica fredda [7]

$$\Omega_{nbm}h^2 = 0.1187 \pm 0.0017 \quad (1.1)$$

e per quella barionica

$$\Omega_b h^2 = 0.02214 \pm 0.00024 \quad (1.2)$$

dove h è il parametro di Hubble riscaldato definito come

$$H \equiv 100h \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1} \quad (1.3)$$

il cui valore più recente è $h = 0.673 \pm 0.012$ [8].

La materia oscura barionica, nella forma di MACHOs (*M*Assive *C*ompact *H*alo *O*bjects) [9], buchi neri primordiali o nubi di gas fredde [10] può contribuire a Eq. 1.2. Il contributo di tali strutture risulta però molto limitato [11].

Con tale scenario l'energia totale del nostro Universo si ripartisce in materia barionica o ordinaria per 4.9%, in materia oscura per 26.8% e in energia oscura per 68.3% come mostrano recenti risultati sperimentali [7].

Restringendo l'osservazione al nostro sistema solare è interessante conoscere la densità misurata di materia oscura. Recenti stime, basate su modelli molto dettagliati della Via Lattea, e sull'osservazione della sua curva di rotazione, indicano [12]

$$\rho_{DM}^{local} = 0.39 \pm 0.03 \text{ GeV/cm}^3 \quad (1.4)$$

1.2 Candidati di Materia Oscura

La natura della materia oscura rimane un mistero. Una possibilità, motivata da considerazioni cosmologiche e di fisica delle particelle elementari, è che la materia oscura sia costituita da particelle elementari non ancora scoperte.

I candidati di materia oscura non barionica devono soddisfare alcune proprietà fondamentali: devono essere stabili su scale di tempo cosmologiche (altrimenti oggi sarebbero già decaduti), devono interagire debolmente con la radiazione elettromagnetica (altrimenti non sarebbero annoverati come materia oscura) e devono avere la giusta densità fossile.

Le analisi sulla formazione delle strutture nell'Universo indicano che gran parte della materia oscura è non relativistica (fredda). La materia oscura non può pertanto essere costituita dal fondo cosmico di neutrini poiché i neutrini non sono freddi al loro disaccoppiamento.

I candidati di materia oscura includono assioni [2, pp. 562-571], neutrini sterili [2, pp. 177-198] e WIMPs (*W*eakly *I*nteracting *M*assive *P*articles).

Nel resto del capitolo descriverò la fenomenologia delle WIMPs e gli esperimenti di rivelazione diretta. Mi concentro sulle WIMPs poiché tali particelle possiedono la giusta densità fossile per costituire la materia oscura.

1.2.1 Le WIMPs

Le WIMPs, indicate tipicamente con il simbolo χ , sono ipotetiche particelle di massa M_χ compresa tra 8 GeV e alcuni TeV e sezione d'urto σ_χ dell'ordine delle interazioni deboli.

Le WIMPs hanno le giuste proprietà per costituire materia oscura prodotta nell'Universo primordiale quando tutte le particelle si trovavano in equilibrio termico. Per temperature sufficientemente alte compatibili con i primi stadi dell'Universo infatti, le WIMPs e anti-WIMPs venivano prodotte da e si annichilivano in particelle più leggere del modello standard. Con l'espansione e il raffreddamento dell'Universo ($K_B T < M_\chi$), l'energia termica delle particelle più leggere cominciò a diminuire diventando insufficiente a produrre coppie $\chi\bar{\chi}$. Le WIMPs invece, continuarono ad annichilirsi in particelle leggere cosicché il loro numero diminuì esponenzialmente. A causa dell'espansione dell'Universo la densità di materia oscura diminuì rendendo più difficile l'annichilazione che si arrestò ($K_B T \sim M_\chi/20$). Se le WIMPs hanno vita media lunga rispetto alla scala cosmologica allora hanno mantenuto la stessa abbondanza e le stesse proprietà fisiche dal momento del loro disaccoppiamento.

Dal modello cosmologico standard si ricava che le WIMPs contribuiscono a Eq. 1.1 come [2, pp. 289-296]

$$\Omega_\chi h^2 \simeq const \cdot \frac{T_0^3}{M_{Pl}^3 \langle \sigma_A v \rangle} \simeq \frac{0.1 \text{ pb} \cdot c}{\langle \sigma_A v \rangle} \quad (1.5)$$

dove T_0 è la temperatura corrente del CMB, M_{Pl} è la massa di Planck, σ_A è la sezione d'urto totale di annichilazione di χ in particelle del modello standard, v è la velocità relativa delle due WIMPs nel loro centro di massa e $\langle \dots \rangle$ rappresenta la media termica.

I principali candidati di WIMPs vanno ricercati nelle estensioni supersimmetriche del modello standard MSSM (*Minimal Supersymmetry Standard Model*), fra le particelle supersimmetriche più leggere LSP (*Lightest SuperParticles*) [2, pp. 211-217]. Fra le LSP il candidato più favorito è il neutralino.

1.3 Ricerca sperimentale di WIMPs

Le WIMPs possono potenzialmente essere rivelate con tre metodi complementari:

- possono essere prodotte e rivelate (indirettamente) agli acceleratori come LHC [13];
- possono essere rivelate indirettamente quando, raggruppatesi in oggetti astrofisici massivi, la loro densità e il loro rate di interazione

aumenta in maniera sufficiente da rendere possibile l'osservazione dei loro prodotti di annichilazione. Se le WIMPs sono molto massive e non relativistiche, possono essere facilmente catturate gravitazionalmente in strutture massive come stelle (come il Sole), pianeti (come la Terra) o galassie e in esse annichilire attraverso uno dei seguenti processi:

$$\chi + \bar{\chi} \rightarrow W^\pm + W^\mp \quad (1.6a)$$

$$\rightarrow Z_0 + Z_0 \quad (1.6b)$$

$$\rightarrow Z_0 + \gamma \quad (1.6c)$$

$$\rightarrow f + \bar{f} \quad (1.6d)$$

dove f rappresenta neutrini, leptoni e quark. Per l'annichilazione nel Sole o nella Terra l'unico processo rivelabile è Eq. 1.6d in cui i fermioni dello stato finale sono neutrini. Segnatura sperimentale di tale processo, utilizzata dagli osservatori di raggi cosmici di energia elevata come ANTARES [14] e ICECUBE [15], sono neutrini di alta energia $E_\nu \sim M_\chi/2$. Per l'annichilazione nell'alone galattico oltre al processo in Eq. 1.6d in cui sono prodotti e^+ o \bar{p} , diventano importanti i processi Eq. 1.6b e Eq. 1.6c. Esperimenti a satellite quali PAMELA [16] infatti cercano eccessi di tali particelle nei raggi cosmici. Sia gli esperimenti a telescopio che quelli a satellite hanno posto dei limiti sulla materia oscura presente nel nostro Universo;

- possono essere rivelate direttamente tramite l'interazione su nucleo in rivelatori a Terra, ad esempio per diffusione elastica (discussa in maggior dettaglio in Sez. 1.3.2). Il mio lavoro di tesi si colloca all'interno di un tale esperimento, DarkSide (i cui dettagli saranno illustrati nel Cap. 2).

1.3.1 Esperimenti per la rivelazione diretta di WIMPs

Come è stato descritto in Sez. 1.1, la nostra galassia e quindi la Terra è immersa in un alone di materia oscura. Si ritiene che l'alone di materia oscura non sia co-rotante con la Terra, pertanto mentre la Terra si muove nell'alone è soggetta ad un "vento di WIMPs". Se le WIMPs interagiscono con la materia (quark e leptoni) allora possono essere rivelate. Sebbene ci si aspetti che la maggior parte delle WIMPs passino attraverso la Terra senza interagire, è possibile che, se un gran numero di tali particelle attraversa un rivelatore di massa sufficientemente grande, qualche WIMP possa interagire ed essere rivelata. Nella maggior parte degli esperimenti attuali o passati, l'ordine di grandezza del numero di interazioni di WIMPs che ci si aspetta è uguale o inferiore a qualche evento all'anno. La strategia corrente per rivelare tali particelle consiste nel trovare sistemi abbastanza sensibili e scalabili a grandi masse. Tale strategia fonda le sue basi sulla lezione appresa dalla storia della scoperta e rivelazione dei neutrini.

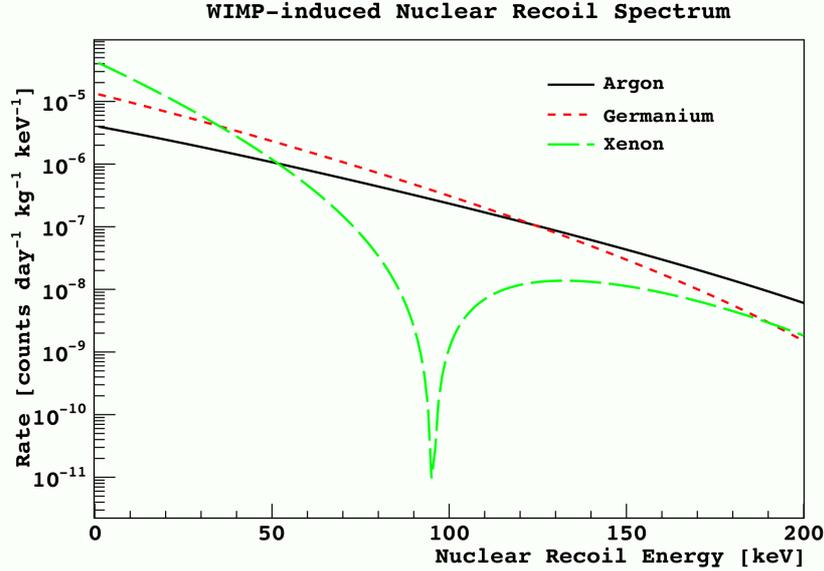


Figura 1.3: Spettro di rinculo atteso per differenti elementi bersaglio.

Gli esperimenti di materia oscura tentano di dedurre le proprietà delle WIMPs come massa e sezione d'urto. Queste proprietà permettono di calcolare il numero di interazioni attese nel rivelatore²; paragonando questo numero con il numero delle interazioni rivelate sperimentalmente è possibile quindi determinare o vincolare lo spazio dei parametri. Anche in assenza di eventi rivelati è possibile porre dei limiti sullo spazio dei parametri (ad esempio un limite superiore sulla sezione d'urto in funzione della massa).

Molti esperimenti sono stati costruiti per rivelare l'interazione per diffusione elastica delle WIMPs su nuclei.

Lo spettro di rinculo atteso (Fig. 1.3) ha una flessione a ~ 100 keV (vedi Sez. 1.3.2). Gli esperimenti che mirano a vedere tale rinculo quindi devono essere sensibili ad energie dell'ordine delle centinaia di keV.

Esistono poi due "firme" compatibili con un vero segnale da WIMP. La prima è costituita da una forte asimmetria in avanti e indietro della direzione del rinculo nucleare dovuta al moto del rivelatore (e quindi della Terra), rispetto al sistema galattico. La seconda è costituita da una modulazione annuale, di circa il 3%, per il rate totale di WIMPs. La velocità della Terra v_T nella galassia infatti non è costante ma varia a causa della piccola velocità della Terra stessa intorno al Sole: come funzione del giorno dell'anno t si ha

$$v_T(t) \approx 232 + 15 \cos\left(2\pi \frac{t - 152.5}{365.25}\right) \text{ km/s} \quad (1.7)$$

²Questo calcolo non è in generale *model-independent*, ad esempio dipende dalle assunzioni fatte sulla distribuzione delle velocità dell'alone di materia oscura.

il cui massimo si ha per $t = 152.5$ giorni cioè il 2 di Giugno.

1.3.2 Ricerca diretta di WIMPs: diffusione elastica χ -nucleo

Per comprendere al meglio gli esperimenti per la rivelazione diretta di materia oscura è necessario conoscere il possibile segnale da rivelare.

Sezione d'urto di χ spin-*independent* e spin-*dependent*

Usando la Regola d'oro di Fermi [17] è possibile scrivere la sezione d'urto differenziale χ -nucleo fattorizzandola in un termine $\sigma_0^{\chi N}$ indipendente dal momento trasferito q e in un termine $F^2(q)$ (fattore di forma nucleare) contenente l'intera dipendenza da q :

$$\frac{d\sigma^{\chi N}(q)}{dq^2} = \sigma_0^{\chi N} \times \frac{F^2(q)}{4\mu_A^2 v^2} \quad (1.8)$$

dove v è la velocità di χ nel sistema del laboratorio e $\mu_A = \frac{M_\chi M_A}{M_\chi + M_A}$ è la massa ridotta χ -nucleo essendo M_A la massa del nucleo bersaglio di numero atomico A .

La sezione d'urto Lorentz-invariante a momento trasferito nullo di una WIMP di spin arbitrario può essere scritta dividendola in un termine scalare indipendente dallo spin (SI, spin-*independent*), $\sigma_{0SI}^{\chi N}$, e in un termine assiale dipendente dallo spin (SD, spin-*dependent*), $\sigma_{0SD}^{\chi N}$, in quanto si è in regime non relativistico:

$$\begin{aligned} \sigma_0^{\chi N} &= \sigma_{0SI}^{\chi N} + \sigma_{0SD}^{\chi N} = \\ &= \frac{4\mu_A^2}{\pi} [Zf_p + (A - Z)f_n]^2 + \frac{32\mu_A^2}{\pi} \frac{J + 1}{J} G_F [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \end{aligned} \quad (1.9)$$

in cui

- la dipendenza dalle caratteristiche della WIMP è contenuta in M_χ e nei parametri effettivi di accoppiamento χ -nucleo SI (SD) f_p e f_n (a_p e a_n);
- la dipendenza dalle caratteristiche del bersaglio è contenuta nel numero atomico Z , nello spin totale del nucleo J e nel valore di aspettazione dello spin di protoni e neutroni $\langle S_{p,n} \rangle = \langle N | S_{p,n} | N \rangle$ essendo N lo stato di nucleone.

Considerando la sezione d'urto SI, per vari modelli si ha $f_p \simeq f_n \equiv f_N$ cosicché

$$\sigma_{0SI}^{\chi N} \simeq \frac{4\mu_A^2}{\pi} A^2 f_N^2 \equiv \sigma_{SI} A^2 \frac{\mu_A^2}{\mu_N^2} \quad (1.10)$$

essendo $\mu_N = \frac{M_\chi M_N}{M_\chi + M_N}$ la massa ridotta χ -nucleone e $\sigma_{SI} = \frac{4\mu_N^2}{\pi} f_N^2$ la sezione d'urto χ -nucleone. σ_{SI} può essere usata per confrontare i vari risultati

sperimentali tra di loro e con la teoria: un dato modello di materia oscura infatti prevede una particolare combinazione (M_χ, σ_{SI}) . Differenti risultati producono differenti limiti su σ_{SI} in funzione di M_χ che possono essere confrontati trasladoli in limiti sulla sezione d'urto SI grazie a Eq. 1.10.

È interessante notare la dipendenza di $\sigma_{SI}^{\chi N}$ da $A^2\mu_A^2/\mu_N^2$: essa risulta un vantaggio per quegli esperimenti che utilizzano nuclei bersaglio di massa elevata in caso di diffusione coerente. Infatti considerando ad esempio come nucleo bersaglio l'Argon tale per cui $A = 40$ e $M_{Ar} \simeq 40M_N \simeq 40$ GeV, supposto $M_\chi \simeq 50$ GeV si ottiene $A^2\mu_A^2/\mu_N^2 \sim 10^6$.

La situazione risulta differente per SD. Il contributo a SD di protoni e neutroni si cancellano: $\sigma_{SD}^{\chi N}$ dipende solo dal contributo netto del nucleo bersaglio cosicché elementi il cui nucleo contiene un numero pari di protoni e neutroni risultano insensibili a tale tipo di interazione. Alcuni elementi con spin nucleare non nullo sono utilizzati nella ricerca sperimentale di WIMPs sono ^{19}F , ^{23}Na , ^{73}Ge , ^{129}Xe , ^{131}Xe e ^{133}Cs .

Poiché l'accoppiamento SI risulta molto maggiore di quello SD molti esperimenti sfruttano l'interazione SI.

Spettro energetico del rinculo da WIMPs

Considerando la cinematica del processo non relativistico di diffusione elastica χ -nucleo, una WIMP con velocità v ed energia cinetica iniziale $E_i = \frac{1}{2}M_\chi v^2$ deflessa di un angolo θ nel riferimento del centro di massa ha un'energia di rinculo nel sistema del laboratorio pari a

$$E_R = E_i r \frac{1 - \cos \theta}{2} \quad (1.11)$$

dove

$$r = \frac{4\mu_A}{M_\chi M_N} = \frac{4M_\chi M_A}{(M_\chi + M_A)^2} \quad (1.12)$$

è un parametro adimensionale legato alla massa ridotta del nucleo bersaglio e tale da essere $r \leq 1$.

Per ottenere lo spettro energetico completo bisogna sondare lo spettro incidente: in ciascun intervallo $E_i \rightarrow E_i + dE_i$ si ha un contributo allo spettro in $E_R \rightarrow E_R + dE_R$ al rate di interazione $dR(E_i)$ pari a

$$d\left(\frac{dR(E_R)}{dE_R}\right) = \frac{dR(E_i)}{E_i r} \quad (1.13)$$

Integrando si ottiene

$$\frac{dR(E_R)}{dE_R} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dR(E_i)}{E_i r} \quad (1.14)$$

In linea di principio $E_{max} \equiv \frac{1}{2}M_\chi v_f^2$ dove v_f è la velocità di fuga dalla nostra galassia. Per semplificare il calcolo si pone $v_f = \infty$.

Per quanto riguarda E_{min} , per causare un rinculo di energia E_R allora la WIMPs deve possedere almeno $E_{min} = E_R/r$ cosicché $v_m = \sqrt{2E_R/M_\chi r}$.

Il rate di eventi per unità di massa in un rivelatore con numero atomico A è:

$$dR = \frac{N_A}{A} \sigma^{\chi N} v \, dn \quad (1.15)$$

dove $N_A = 6.022 \cdot 10^{26} \text{ kg}^{-1}$ è il numero di Avogadro.

Considerata la densità di particelle

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\vec{v}, \vec{v}_T) \, d^3\vec{v} \quad (1.16)$$

dove

- $n_0 = \rho_\chi/M_\chi$ rappresenta la densità media delle WIMP;
- $f(\vec{v}, \vec{v}_T)$ è la distribuzione di velocità delle WIMPs che si suppone Maxwelliana

$$f(\vec{v}, \vec{v}_T) = \exp \left[-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_T)^2}{v_0^2} \right] \quad (1.17)$$

dove \vec{v} rappresenta la velocità della WIMP rispetto al bersaglio, \vec{v}_T la velocità della Terra e quindi del bersaglio rispetto alla distribuzione di materia oscura e $v_0 = 220 \pm 20 \text{ km/s}$ è la velocità di rotazione locale;

- k è un fattore di normalizzazione tale che $\int_0^\infty dn \equiv n_0$ avendo supposto $\vec{v}_E = \vec{0}$. Si ottiene $k = (\pi v_0^2)^{3/2}$

si ha dunque

$$dR = \frac{R_0}{2\pi v_0^4} v f(\vec{v}, \vec{0}) \, d^3\vec{v} \quad (1.18)$$

avendo definito

$$R_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_A}{A} n_0 v_0 \sigma_0^{\chi N} \quad (1.19)$$

Considerando lo spazio isotropo si ottiene:

$$\frac{dR(E_R)}{dE_R} = \int_{E_R/r}^\infty \frac{dR(E_i)}{E_i r} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-\frac{E_R}{E_0 r}} \quad (1.20)$$

dove $E_0 = \frac{1}{2} M_\chi v_0^2$ è l'energia più probabile per χ .

Da Eq. 1.20 è possibile ricavare l'energia media di rinculo che vale $\langle E_R \rangle = E_0 r$. Considerando ancora ^{40}Ar e una WIMPs di massa 50 GeV, per cui $r \simeq 0.99$, si ha

$$\langle E_R \rangle = E_0 r \simeq E_0 \approx 15 \text{ keV} \quad (1.21)$$

Dalla forme esponenziale dello spettro energetico si deduce che R_0 è il rate totale per unità di massa delle WIMPs. Inserendo i valori numerici in Eq.1.19 si ottiene

$$R_0 \simeq \frac{500}{M_\chi(\text{GeV})} \frac{\sigma_0^{\chi N}}{1 \text{ pb}} \frac{\rho_\chi}{0.39 \text{ GeV/cm}^3} \text{ eventi kg}^{-1}\text{giorni}^{-1} \quad (1.22)$$

La dipendenza dello spettro energetico da M_χ può essere ricavato facilmente da Eq. 1.20 infatti, considerando l'energia media di rinculo

$$\langle E_R \rangle = E_0 r \propto \frac{v_0^2}{(1 + M_A/M_\chi)^2} \propto \begin{cases} M_\chi^2, & \text{se } M_\chi \ll M_A, \\ \text{const}, & \text{se } M_\chi \gg M_A \end{cases} \quad (1.23)$$

La trattazione fatta finora approssimava $v_f = \infty$. In realtà la velocità di fuga nella nostra galassia ha un valore finito $v_f = 462 \div 640 \text{ km/s}$ a 90% CL [18]. Poiché WIMPs con velocità superiori alla velocità di fuga non sono più gravitazionalmente legate è presente un taglio nello spettro energetico ad energia

$$E_{co} = \frac{1}{2} r M_\chi v_f^2 \approx 100 \text{ keV} \quad (1.24)$$

considerando una WIMP di massa 50 GeV.

WIMPs di massa elevata dunque producono eventi di rinculo che sono più facili da rivelare e che hanno energie di taglio trascurabili. E_{co} risulta invece di grande importanza per WIMPs di piccola massa in quanto può limitare fortemente la sensibilità degli esperimenti.

Il risultato ottenuto in Eq. 1.20 deriva da un calcolo approssimato. Dal calcolo completo [19], includendo gli effetti sia della velocità di fuga sia della velocità della Terra, si ottiene uno spettro energetico che ragionevolmente è approssimato da

$$\frac{dR(E_R)}{dE_R} \approx c_1 \frac{R_0}{E_0 r} e^{-c_2 \frac{E_R}{E_0 r}} \quad (1.25)$$

con $c_{1,2}$ parametri dipendenti dalla massa della WIMP, dalla massa del bersaglio, dall'intervallo di energia di interesse e dal giorno dell'anno.

figura spettro di rinculo

1.3.3 Fondi

Esistono diverse tipologie di fondo con le quali si devono confrontare gli esperimenti che vogliono rivelare materia oscura. Esse possono essere raggruppate in tre categorie: fondo ambientale, fondo del rivelatore e fondo radiogenico (α , β e γ).

La contaminazione da elementi radioattivi quali U, Th, Co e Na sia nel volume che nei materiali costituenti il rivelatore stesso e le impurità presenti sulle superfici possono costituire un fondo in grado di sovrastare il segnale di interesse di parecchi ordini di grandezza. Per tale motivo gli esperimenti

che cercano WIMPs vengono costruiti utilizzando materiali radiopuri. Tale scelta riduce fortemente un tipo di fondo molto difficile da prevedere e schermare.

Poiché la sensibilità di un esperimento è proporzionale all'esposizione del bersaglio ovvero a

$$(\text{massa bersaglio}) \times (\text{tempo di esposizione}).$$

è necessario rendere il fondo trascurabile.

A tal fine è necessario introdurre sistemi attivi di reiezione del fondo. Tali sistemi si basano sulle proprietà peculiari delle WIMPs. Le WIMPs infatti:

- hanno sezione d'urto così bassa che la probabilità di interazioni multiple risulta trascurabile: per eliminare il fondo molti rivelatori rigettano eventi compatibili con multi-diffusione;
- interagiscono uniformemente nel rivelatore cosicché è possibile rigettare eventi di superficie che sono più affetti dalla presenza del fondo radioattivo superficiale;
- tendono ad interagire con i nuclei degli atomi e non con gli elettroni a differenza del fondo (neutroni esclusi). Lo spettro di rinculo di elettroni e nuclei è differente e permette la separazione del segnale dal fondo. Molti esperimenti, in virtù di tale differenza, introducono differenti unità di misura per indicare se l'energia osservata è dovuta ad un rinculo di un elettrone (keV_{ee}) o a quello di un nucleo (keV_r) oltre che il parametro di *quenching* del segnale QF definito come

$$QF \equiv E(\text{keV}_{ee})/E(\text{keV}_r) \quad (1.26)$$

Fra le varie tipologie di fondo, i neutroni costituiscono un fondo particolarmente pericoloso per la rivelazione diretta di materia oscura. Non è possibile infatti distinguere un evento di diffusione dovuto a un neutrone da quello di una WIMP se il neutrone non interagisce ulteriormente con i materiali attivi del rivelatore. I neutroni possono essere prodotti sia radio-genicamente (ad esempio per reazioni (α, n)), sia cosmologicamente dalle interazioni dei muoni con la roccia o con i materiali del rivelatore.

Materiali idrogenati agiscono da scudo per i neutroni sia catturandoli sia riducendo la loro l'energia a tal punto da costituire eventi sotto soglia. I neutroni prodotti da reazioni (α, n) (dal decadimento di ^{238}U o del ^{232}Th presente nelle rocce ad esempio) possono essere efficacemente rigettati con tali materiali in quanto non possiedono energie elevate. Tale schermatura non risulta però efficiente per i neutroni molto energetici prodotti dai muoni cosmogenici. I muoni infatti possono produrre neutroni per spallazione interagendo con la roccia o con gli stessi materiali del rivelatore. Per ridurre

tale fondo i vari esperimenti sono posti in laboratori sotterranei: lo strato di roccia costituisce un filtro atto a ridurre di svariati ordini di grandezza il flusso di tali particelle. Inoltre alcuni esperimenti possiedono sistemi, quali rivelatori Cherenkov ad acqua, preposti a rivelare tali particelle.

Alcuni rivelatori poi sono in grado di discriminare il fondo radioattivo α , β e γ dal segnale da WIMPs tramite la *Pulse Shape Discrimination* (vedi Sez. 2.3.1), il rapporto fra ionizzazione/scintillazione, il rapporto fra ionizzazione/calore e il rapporto fra calore/scintillazione.

Il prossimo paragrafo è dedicato alla descrizione di esperimenti che utilizzano queste tecniche.

1.4 Stato e prospettive della ricerca diretta di WIMPs

Il panorama corrente della ricerca diretta di WIMPs può essere descritto raggruppando i vari esperimenti a seconda delle tecniche sperimentali di rivelazione adottate.

Ionizzazione

Le WIMPs possono essere rivelate misurando la ionizzazione prodotta dai rinculi nucleari che tali particelle possono produrre. Tale tecnica venne adottata dai primi esperimenti per la ricerca diretta di WIMPs. Tali esperimenti sono costituiti da rivelatori a semiconduttore ultra puro protetti da scudi di piombo e posti in laboratori sotterranei. Peculiarità di tali rivelatori è un'eccellente risoluzione energetica dovuta anche all'utilizzo di materiali ultra puri.

Esempio di tale tipologia di esperimenti è CoGeNT [20]. Costituito da un singolo rivelatore composto da 440 g di Ge ultrapuro, CoGeNT ha operato per 56 giorni con una soglia energetica effettiva di 400 eV nei laboratori sotterranei di Soudan. L'analisi dei dati ottenuti rivela la presenza di un fondo irriducibile di eventi al di sotto dei 4 keV che possono essere interpretati come WIMPs di bassa massa $7 \div 11$ GeV e sezione d'urto 10^{-4} pb. Tale conclusione tuttavia dipende fortemente dal taglio energetico effettuato che però non esclude completamente alcuni eventi di superficie [21].

Ionizzazione e bolometria

Le WIMPs possono essere rivelate utilizzando rivelatori che operano sia come bolometri sia misurano la ionizzazione prodotta dall'interazione delle WIMPs. Infatti la misura simultanea del segnale di ionizzazione e del segnale dovuto ai fononi prodotti in un rivelatore a semiconduttore tenuto a temperatura dell'ordine del mK permette, evento per evento, di discriminare tra rinculo nucleare e rinculo elettronico con una soglia energetica al di sotto

dei $5 \div 10$ keV. Tale tecnica è usata dalle collaborazioni di CDMS/CDMS II [22] e EDELWEISS/EDELWEISS II [23].

CDMS/CDMS II è un esperimento presso le miniere Soundan: costituito da 19 rivelatori criogenici (40 mK) a Ge (~ 239 g ciascuno) e da 11 al Si (~ 106 g ciascuno), ha una massa totale di ~ 4.6 kg di Ge e ~ 1.2 kg di Si. L'analisi dei dati ottenuti con CDMS II [24] rivela la presenza di tre eventi nella zona di interesse per un segnale di WIMP a differenza dei 0.7 eventi di solo fondo attesi. Tali eventi possono essere compatibili con una WIMP di massa ~ 8.6 GeV e sezione d'urto su nucleone di $1.9 \cdot 10^{-5}$ pb.

Bolometria e scintillazione

Le WIMPs possono essere rivelate utilizzando rivelatori che oltre ad essere bolometri ne misurano il segnale di rinculo sotto forma di segnale di scintillazione.

Tale tecnica è utilizzata da CRESST/CRESST II [25], un esperimento criogenico (~ 15 mK) presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) che utilizza la scintillazione dei cristalli di CaWO_4 come informazione per discriminare gli eventi di fondo. Con un'esposizione di $730 \text{ kg} \times \text{giorni}$ ottenuta con l'utilizzo di 8 rivelatori, CRESST II [26] ha osservato 67 eventi in una regione di segnale in cui si aspettava 40 eventi di fondo (costituiti da eventi e/γ , rinculo da neutrone, particelle α o ^{206}Pb prodotto dal decadimento di ^{210}Po). L'eccesso di eventi è compatibile con un segnale da WIMPs di massa 12 o 25 GeV.

Scintillazione

Le WIMPs possono essere rivelate misurando la luce di scintillazione prodotta dai rinculi nucleari che tali particelle possono produrre.

Esempio di tale tipologia di rivelatori è DAMA/LIBRA [27]. Composto da ~ 250 kg di NaI(Tl) radiopuro suddiviso in 25 cristalli, con un'esposizione di $1.17 \text{ tonnellate} \times \text{anno}$, DAMA osserva una modulazione annuale del segnale di WIMPs nel range di energia $2 \div 6 \text{ keV}_{ee}$ a 8.9σ . Tale modulazione può essere imputabile a due tipologie di WIMPs: o una WIMP di alta massa $M_\chi \simeq 50 \text{ GeV}$ e $\sigma^{\chi p} \simeq 7 \cdot 10^{-6}$ pb o una WIMP di massa nell'intervallo $7 \div 10 \text{ GeV}$ e $\sigma^{\chi p} \simeq 10^{-3}$ pb.

Scintillazione e ionizzazione

Le WIMPs possono essere rivelate infine misurando sia la luce di scintillazione sia la ionizzazione prodotta dai rinculi nucleari. Rappresentanti di tale tipologia di esperimenti sono i rivelatori a gas nobile bifasici: in tali rivelatori infatti è possibile misurare sia il segnale di scintillazione primaria nel gas in fase liquida, sia il segnale di scintillazione secondaria prodotto dagli elettroni generati dalla ionizzazione e raccolti in una zona in cui il gas

è in fase gassosa. Una descrizione di tale fenomeno in Argon si trova in Sez. 2.3.1. La misura di entrambi i segnali permette una forte reiezione del fondo in quanto è possibile applicare varie tecniche di discriminazione sulla forma del segnale (vedi Sez. 2.3.1).

Uno dei rappresentante di tale classe di esperimenti è XENON 100 [28] presso LNGS. Costituito da ~ 62 kg di LXe con un volume fiduciale di 48 kg e un veto attivo per i muoni cosmogenici, con una presa dati di 225 giorni XENON [29] osserva 2 eventi nella regione di interesse per WIMPs che sono però compatibili con l'ipotesi di solo fondo. Tale risultato pone i limiti più stringenti sui parametri delle WIMPs: la sezione d'urto elastica SI χ -nucleone $\sigma^\chi > 2 \cdot 10^{-9}$ pb per una WIMP con massa 55 GeV.

In tale classe di esperimenti trova la sua collocazione il progetto DarkSide [30] a cui verrà dedicato il Cap. 2 e in cui ho svolto il mio lavoro di tesi.

1.5 Conclusioni

La situazione attuale sulla ricerca diretta di materia oscura WIMPs risulta contraddittoria. La Fig. 1.4 [2, p. 294] mostra i limiti attuali su sezione d'urto, massa e consistenza del segnale da WIMPs. In questo panorama si inserisce l'esperimento DarkSide.

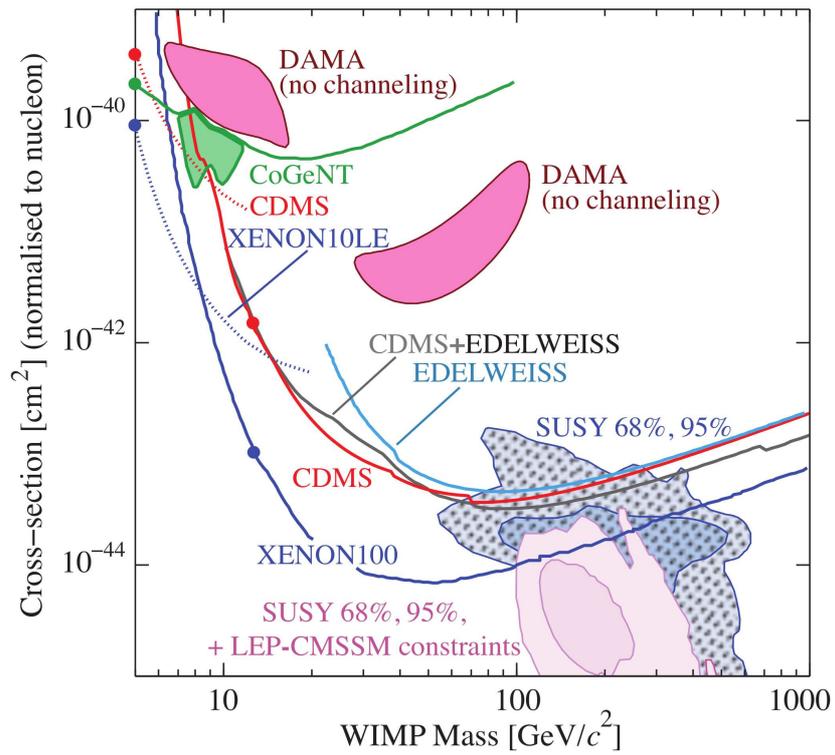


Figura 1.4: Sezione d'urto (normalizzata per nucleone assumendo una dipendenza da A^2) SI in funzione della massa della WIMPs. Si assume anche che la distribuzione della velocità delle WIMPs sia Maxwelliana.

Capitolo 2

L'esperimento DarkSide

Come discusso nel capitolo precedente in Sez. 1.3.2, la segnatura attesa per l'interazione di WIMP su un nucleo atomico nel materiale bersaglio di un rivelatore è data dal rinculo del nucleo stesso con energia tipica < 100 keV e con rate dell'ordine di poche interazioni per anno per kg di materiale sensibile. Con tale tipologia di segnatura, quasi tutte le interazioni di particelle di bassa energia costituiscono un fondo per le ricerche di materia oscura. La difficoltà nel rivelare materia oscura risiede sia nel rivelare un segnale così raro, sia nell'essere in grado di distinguerlo dagli eventi di fondo, sia nel non interpretare per errore un segnale di fondo come segnale da WIMP.

Il progetto DarkSide propone di rivelare i rinculi nucleari da WIMPs utilizzando una Time Projection Chamber (TPC) bi-fasica ad Argon ultra puro in un ambiente a fondo radioattivo virtualmente nullo. La soppressione del fondo cosmogenico e di neutroni è garantita dalla presenza di due rivelatori di veto: il rivelatore di neutroni (Neutron Detector, ND), una sfera di 4 m di diametro riempita da 30 tonnellate di scintillatore borato e il rivelatore di muoni (Muon Detector, MD), un rivelatore Cherenkov ad acqua ultrapura.

Questo capitolo descrive il progetto DarkSide dal suo setup (Sez. 2.2) a tutte le sue componenti: la TPC (Sez. 2.3) con particolare rilevanza per l'Argon (Sez. 2.3.1 e Sez. 2.3.2) e l'Outer Detector costituito dal rivelatore di neutroni (Sez. 2.4) e da quello di muoni (Sez. 2.5).

2.1 Il progetto DarkSide

Tra tutte le tipologie di rivelatori per la ricerca di materia oscura hanno grande rilievo le *Time Projection Chamber* (TPC) a gas nobile che rivelano sia luce di scintillazione che la ionizzazione generata dai rinculi nucleari. Il potere discriminante fra segnale e fondo, la precisa ricostruzione spaziale e la possibilità di purificazione e distillazione del materiale attivo sono caratteristiche peculiari di tali rivelatori.

Sorgente di fondo	Flusso in superficie $\text{m}^{-2} \text{h}^{-1}$	Flusso ai LNGS $\text{m}^{-2} \text{h}^{-1}$
μ	$3.1 \cdot 10^6$	1.227 ± 0.004 [32]
n termici	$5 \cdot 10^4$	73 ± 2
n epitermici	$4.5 \cdot 10^{-3}$	46 ± 11
$n(E > 0.5 \text{ MeV})$	$5.9 \cdot 10^{-8}$	92 ± 10
$n(E > 2.5 \text{ MeV})$		3.2 ± 2.1
γ		$\sim 10^7$

Tabella 2.1: Confronto tra le condizioni di fondo radioattivo in superficie e ai LNGS [33].

DarkSide è un progetto per la ricerca diretta di WIMPs in Argon liquido (*Liquid Argon*, LAr), presso i Laboratori sotterranei del Gran Sasso (LNGS) in Italia. L'esperimento DarkSide è il primo ad utilizzare l'Argon con livelli molto bassi dell'isotopo ^{39}Ar e ad avere un innovativo sistema di soppressione attiva del fondo di neutroni.

2.2 Setup di DarkSide

Per ridurre il fondo cosmogenico, DarkSide, come altri esperimenti che vogliono rivelare neutrini o materia oscura, è costruito in un laboratorio sotterraneo. Lo strato di roccia sovrastante riduce di molto il flusso dei muoni cosmogenici e la relativa produzione di neutroni. Inoltre i muoni residui che riescono a penetrare i vari strati di roccia hanno uno spettro energetico al di fuori di quello atteso per i rinculi da WIMPs.

2.2.1 I LNGS

Il rivelatore DarkSide e tutte le sue strutture di supporto sono situate nella Hall C dei Laboratori Sotterranei dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) [31].

I laboratori sotterranei dei LNGS si trovano a fianco del tunnel autostradale che passa sotto la catena montuosa del Gran Sasso. Con un'altitudine di 963 m, la copertura di roccia media è 1400 m (o ~ 3800 m di acqua equivalente). La schermatura dai raggi cosmici offerta dalla roccia, e le buone condizioni di radiopurezza, rendono i LNGS un laboratorio ideale per gli esperimenti di fisica nei quali si cercano eventi rari. Un confronto tra le condizioni di fondo radioattivo in superficie e nei LNGS è mostrato in Tab. 2.1.

Per gli esperimenti di ricerca di materia oscura le condizioni di fondo radioattivo elencate in Tab. 2.1 non sono ancora sufficientemente basse. Per

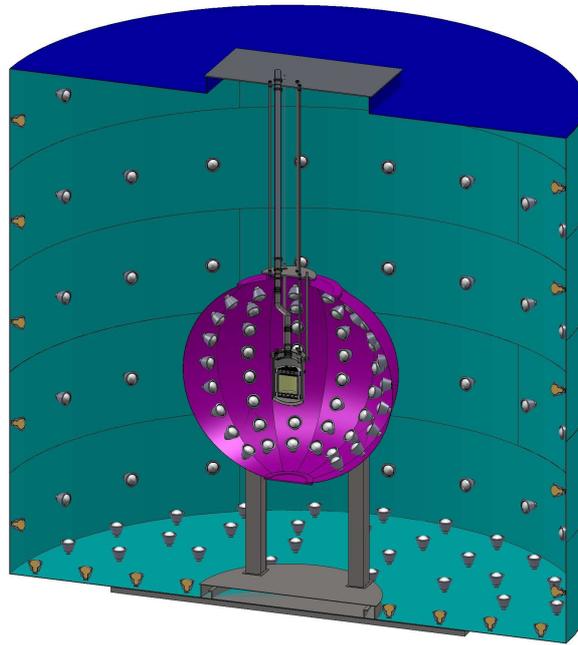


Figura 2.1: Schema di DarkSide: il rivelatore interno (TPC) è racchiuso nei due rivelatori di veto concentrici, il rivelatore di neutroni e il rivelatore di muoni.

tale motivo i rivelatori di materia oscura sono costruiti utilizzando materiali ultra puri e presentano sistemi dedicate alla soppressione del fondo dedicati.

2.2.2 Design di DarkSide

Poichè per rivelare eventi di materia oscura è necessario raggiungere livelli di fondo estremamente bassi, DarkSide è stato concepito con due rivelatori di veto concentrici attorno alla TPC, il più esterno per i muoni cosmogenici, il più interno per i neutroni. La TPC, dove è contenuto il materiale bersaglio (Argon) si trova all'interno del rivelatore di neutroni che a sua volta è contenuto nel rivelatore di muoni. In Fig. 2.1 è mostrato lo schema del rivelatore DarkSide: dall'interno verso l'esterno sono presenti la TPC (vedi Sez. 2.3), il rivelatore di neutroni (vedi Sez. 2.4) e il rivelatore di muoni (vedi Sez. 2.5).

2.3 La TPC

2.3.1 L'Argon come bersaglio per esperimenti di materia oscura

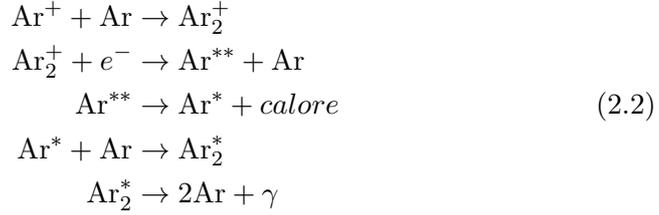
L'Argon è uno scintillatore molto efficiente, infatti le particelle al minimo di ionizzazione producono circa $4 \cdot 10^4$ fotoni per MeV di energia depositata

[34].

La scintillazione nei gas nobili allo stato liquido avviene in quanto l'energia depositata produce sia l'eccitazione di alcuni atomi, sia la ionizzazione di altri con un rapporto ionizzazione/eccitazione paria a ~ 0.21 [34]. Gli atomi eccitati producono scintillazione creando dimeri debolmente legati in un tempo dell'ordine dei picosecondi



mentre gli atomi ionizzati, dopo aver catturato un elettrone, si diseccitano tramite processi non radiativi e i loro prodotti producono la scintillazione



I dimeri eccitati possono formare sia uno stato di singoletto che uno di tripletto con approssimativamente la stessa energia. Tali stati decadono emettendo un singolo fotone con lunghezza d'onda pari a ~ 128 nm (VUV), rispettivamente con vita media di ~ 7 ns e ~ 1.6 μ s. La luce di scintillazione prodotta può essere rivelata tramite fotomoltiplicatori. In Argon la resa in luce è dell'ordine dei 9 fotoelettroni per keV_{ee} di energia depositata come misurato dal prototipo del progetto DarkSide [35]. In Argon è possibile rivelare, oltre ai fotoni di scintillazione, la carica libera prodotta dalla ionizzazione dovuta all'interazione della particella primaria applicando un campo elettrico al volume del gas e raccogliendo gli elettroni (vedi Sez. 2.3.3). La probabilità di ricombinazione per tali elettroni dipende sia dalla distanza media di termalizzazione nel gas, sia dal potenziale Coulombiano degli ioni formati. Gli elettroni prodotti infatti possono essere catturati dalle impurezze presenti nel gas cosicché la quantità di carica libera prodotta dipende fortemente dalla densità di ioni creati lungo la traccia della particella e dalla purezza del gas.

Una delle caratteristiche più importante per un bersaglio per la rivelazione di WIMPs è la capacità di distinguere interazioni dovute a rinculi nucleari da quelle dovute a rinculi elettronici. Nei gas nobili e in particolare in Argon questo è possibile utilizzando due variabili indipendenti:

- il rapporto fra eccitazioni di singoletto e tripletto misurato grazie alla distribuzione dei tempi di arrivo dei fotoni di scintillazione;
- il rapporto fra scintillazione e ionizzazione.

In Argon, il primo metodo, detto anche *Pulse Shape Discrimination* (PSD), è particolarmente potente in quanto lo stato di singoletto e quello tripletto hanno vita media molto diversa. Con PSD e il rapporto fra scintillazione e ionizzazione è possibile ottenere una reiezione del fondo dovuta a rinculi elettronici con un fattore migliore di 10^8 [36–38]. Tale capacità di reiezione del fondo costituisce la motivazione principale per l'utilizzo dell'Argon in esperimenti di materia oscura.

2.3.2 L'Argon ultra puro

L'Argon atmosferico contiene ^{39}Ar , un isotopo che decade β^- ($Q = 565$ keV e $\tau = 388$ anni) prodotto nei raggi cosmici con abbondanza relativa di $^{39}\text{Ar}/\text{Ar} = 8 \cdot 10^{-16}$ e attività specifica di ~ 1 Bq/kg [36]. Poiché l'isotopo ^{39}Ar decade β^- , è possibile rigettare questa classe di eventi di fondo attraverso l'uso della PSD. L'efficienza della PSD dipende fortemente dal numero di fotoelettroni rivelari, cosicché la presenza di ^{39}Ar richiede una soglia di rivelazione più alta per eliminare tali eventi. Il fondo dovuto a ^{39}Ar dunque limita la sensibilità degli esperimenti di materia oscura che utilizzano come elemento bersaglio l'Argon e rende impossibile la loro scalabilità a varie tonnellate. Poiché l'isotopo ^{39}Ar ha origine dal decadimento del ^{40}K , rigenerato dall'attività cosmogenica, l'Argon estratto da giacimenti sotterranei contiene circa 25 volte meno ^{39}Ar rispetto all'Argon atmosferico [39]. L'Argon utilizzato in DarkSide proviene da Kinder Morgan Doe Canyon Complex in Cortez (Colorado) un sito che estrae CO_2 da giacimenti naturali sotterranei. L'Argon estratto contiene bassi livelli di ^{39}Ar la cui attività residua risulta 6.5 mBq/kg [40].

2.3.3 La TPC di DarkSide

La Fig. 2.2 mostra lo schema di una TPC bi-fasica. La TPC è costituita da un volume di gas liquido al di sopra del quale è presente una regione di gas allo stato gassoso mantenuta in equilibrio dalla pressione del vapore. Il volume sensibile è visto da una serie di fotomoltiplicatori (PMT, *PhotoMultiplier Tubes*) che rivelano la luce di scintillazione prodotta.

Come descritto in Sez. 2.3.1, la scintillazione in Argon produce fotoni che risultano al di fuori del banda di frequenze alla quale sono sensibili i PMT. La superficie interna della TPC è dunque ricoperta da un materiale fluorescente, il Tetra-PhenilButadiene (TPB, 1,1,4,4 - tetraphenil - 1,3-butadiene $\text{C}_{28}\text{H}_{22}$) che dopo aver assorbito i fotoni prodotti nel gas li ri-emette con lunghezza d'onda nel visibile, rivelabile dai PMT.

Nel volume liquido del gas è mantenuto un campo elettrico uniforme di circa 1 kV/cm (campo elettrico di raccolta) mentre in quello gassoso un campo più intenso di circa 3 kV/cm (campo di estrazione e moltiplicazio-

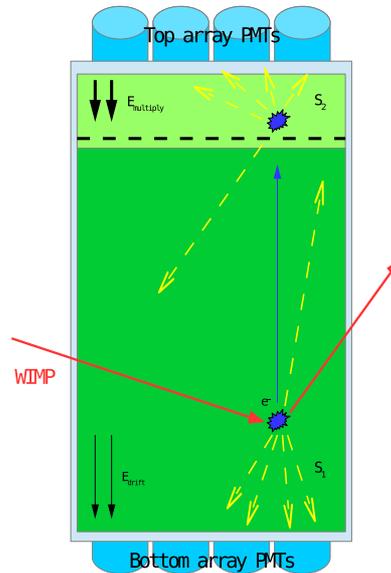


Figura 2.2: Schema di una TPC bi-fasica: un piccolo strato di Argon gassoso è mantenuto al di sopra del volume attivo del gas nobile. Un campo elettrico di raccolta (~ 1 kV/cm) è mantenuto nel volume liquido (verde scuro). Un campo elettrico di moltiplicazione (~ 3 kV/cm) è mantenuto nel volume gassoso (verde chiaro). Un'interazione nel volume liquido rilascia fotoni di scintillazione e elettroni di ionizzazione che vengono raccolti nel volume gassoso del gas dove emettono luce di scintillazione secondaria.

ne). Le due regioni sono separate da una griglia metallica che permette la discontinuità dei due campi nella regione di congiunzione dei due volumi.

Quando una particella energetica, ad esempio un gamma o una WIMP, interagisce nel volume attivo di Argon due segnali vengono misurati nella TPC [41]:

- S_1 : è il segnale prodotto dalla luce di scintillazione dovuta sia agli atomi eccitati sia alla ricombinazione della ionizzazione prodotta dall'interazione della particella nel gas. La quantità di fotoni emessi è proporzionale all'energia depositata nell'Argon e dalla distribuzione del tempo di arrivo dei fotoni è possibile misurare il rapporto fra stati di singoletto e di tripletto utile per la PSD;
- S_2 : è il segnale prodotto da quegli elettroni che non subiscono la ricombinazione. Infatti parte degli elettroni prodotti dalla ionizzazione, grazie al campo elettrico di raccolta, vengono portati (con una velocità di raccolta dei qualche mm/ μ s) nella regione in cui è presente l'Argon gassoso. In tale regione, grazie al campo elettrico più intenso, possono

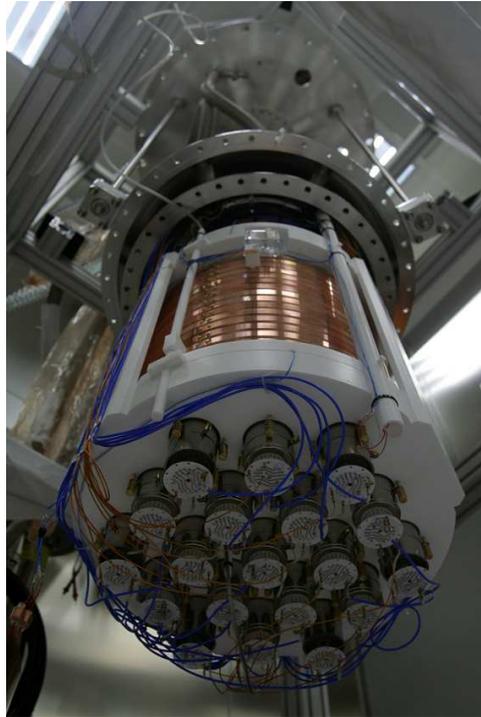


Figura 2.3: La TPC di DarkSide-50.

produrre un secondo segnale di scintillazione eccitando per collisione gli atomi del gas. Con tale segnale è possibile misurare il rapporto fra scintillazione e ionizzazione S_1/S_2 dal momento che S_2 corrisponde al numero di fotoni prodotti per ionizzazione rivelati dai PMT. Il segnale S_2 risulta essere poi molto utile per la ricostruzione in posizione spaziale dell'evento in quanto la coordinata lungo la direzione del campo $\vec{E}(z)$ dell'evento può essere ricavata dalla misura del tempo di raccolta mentre la posizione lungo il piano ortogonale a $\vec{E}(x-y)$ può essere determinato dalla distribuzione dei fotoni rivelati da ciascun PMT.

2.4 Il rivelatore di neutroni

Il rivelatore di neutroni è costituito da una tanica sferica di acciaio inossidabile di 4 m di diametro riempita di scintillatore borato. La sfera è equipaggiata con 110 PMT da 8" a bassa radioattività e ad alta efficienza quantica. Le pareti della sfera sono poi ricoperte da *Lumirror*, un materiale ad alta riflettività (>95%) utile per raccogliere la luce che non colpisce direttamente i PMT.



Figura 2.4: Il ND di DarkSide-50.

2.4.1 Lo scintillatore

Lo scintillatore di DarkSide è una miscela 1:1 di PseudoCumene (PC, 1,2,4-trimetillbenzene $C_6H_3(CH_3)_3$) e TriMetilBorato (TMB, $B(OCH_3)_3$). Il PC è dopato con PPO (2,5-difeniloxazolo $C_{15}H_{11}NO$) con concentrazione di 3 g/l.

La fisica dello scintillatore

Gli scintillatori organici sono composti aromatici di molecole planari, formati principalmente da anelli benzenici collegati gli uni agli altri. Il legame con il carbonio nelle molecole aromatiche è fatto da elettroni che occupano i cosiddetti orbitali σ e π . I livelli energetici degli elettroni- π sono quantizzati in una serie di stati di singoletto S_{ij} e tripletto T_{ij} dove i denota il livello energetico dell'elettrone e j i sotto livelli vibrazioni. La luce di fluorescenza è emessa in transizioni radiative dal primo stato eccitato S_1 a uno dei sottolivelli vibrazionali dello stato fondamentale.

Le particelle cariche che perdono energia nello scintillare PC+PPO provocano per lo più l'eccitazione e la ionizzazione delle molecole di PC (il solvente) che sono presenti in grandi quantità rispetto al PPO (il soluto). Diversi processi possono avvenire: gli elettroni- π possono essere eccitati negli stati S_{ij} , ionizzati e poi ricatturati in stati di singoletto o tripletto, gli elettroni- σ possono esser eccitati o ionizzati. Transizioni dirette in stati di tripletto $S_{0j} \rightarrow T_{ij}$ non sono permesse per le regole di selezione sullo spin.

Le molecole di PPO sono eccitate da processi di trasferimento di energia radiativi (emissione di fotoni da parte del PC che sono poi assorbiti dal PPO) e non (interazioni dipolo-dipolo tra le molecole eccitate di PC e una molecola di PPO). Per la concentrazione utilizzata, dominano i trasferimenti di energia non radiativi. La luce di fluorescenza dunque può essere emessa dalla diseccitazione degli elettroni- π nel PPO: gli elettroni- π negli stati S_{ij} tornano al loro primo stato eccitato S_{10} e la luce di scintillazione è emessa per la transizione tra il primo stato eccitato e uno degli stati fondamentali S_{0j} . Dall'esperienza di Borexino [42, 43], la concentrazione di PPO in PC è stata ottimizzata per ottenere la massima resa in luce (e quindi il massimo trasferimento di energia da PC a PPO) e la risposta in tempo più veloce. Il tempo di emissione infatti del PPO è esponenziale con costante di tempo pari a 1.6 ns. Per collisione, l'energia di eccitazione può essere trasferita allo stato di tripletto eccitato T_{10} . Questo stato di tripletto ha un'energia inferiore a quello di singoletto. La riemissione di tale energia sotto forma di luce genera il fenomeno che si definisce fluorescenza ritardata. La distribuzione temporale dei fotoni di fluorescenza emessi e la resa in luce dello scintillatore dipende dai vari processi molecolari che avvengono come conseguenza della perdita di energia della particella. Tali fenomeni non dipendono semplicemente dall'energia totale deposita nello scintillatore ma fortemente da come quest'ultima è deposita (ovvero dalla perdita di energia per unità di percorso dE/dx). Grandi dE/dx producono grandi densità di ionizzazione (o eccitazione) che favoriscono i processi molecolari in cui l'energia è dissipata in maniera non radiativa. Tale meccanismo è detto *quenching* [44].

La luce totale emessa da una particella carica che perde la sua energia cinetica in uno scintillatore può essere scritta come:

$$L = YEQ(E) \quad (2.3)$$

dove E è l'energia cinetica iniziale della particella, Y (*Light Yield*) la resa in luce dello scintillatore e $Q(E) \leq 1$ il fattore di *quenching*.

La fisica dello scintillatore dopato con Boro

Lo scintillatore utilizzato nel rivelatore di neutroni di DarkSide è dopato con Boro (TMB) per favorire la cattura di neutroni su ^{10}B . Nel Boro naturale l'abbondanza dell'isotopo ^{10}B è 20%. La sezione d'urto per reazioni (α, n) su ^{10}B (3840 b) è tre ordini di grandezza superiore alla sezione d'urto di cattura per un neutrone su protone e su ^{11}B . La sezione d'urto dominante per le interazioni dei neutroni è dunque il canale (α, n) su ^{10}B che produce

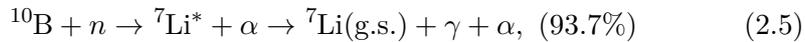
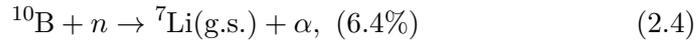




Figura 2.5: Il MD di DarkSide-50.

Nel decadimento allo stato fondamentale (g.s.), l'energia cinetica di α e ${}^7\text{Li}$ sono rispettivamente 1775 keV e 1015 keV. Nel secondo canale l'energia cinetica di α , γ e ${}^7\text{Li}$ sono rispettivamente 1471 keV, 478 keV e 839 keV. Mescolando dunque lo scintillatore con ${}^{10}\text{B}$ si riduce di molto il libero cammino e il tempo medio di cattura dei neutroni. Inoltre poiché la cattura include sempre particelle che hanno un range di pochi μm nello scintillatore, è possibile vetare i neutroni senza dover rivelare i gamma emessi che possono percorrere grandi distanze prima di interagire. Il rivelatore di neutroni è una sfera di diametro 4 m in cui sono stati montati 110 fototubi da 8" a bassa radioattività. I risultati di alcune simulazioni mostrano che la cattura di un neutrone su ${}^{10}\text{B}$ deposita circa $40 \div 60 \text{ keV}_{ee}$ [45] per il rinculo della particella α e del ${}^7\text{Li}$ (questo corrisponde ad un fattore di *quenching* di ~ 0.4 per la luce di scintillazione emessa). La precisa determinazione dell'energia rivelabile dalle catture e dal *quenching* sarà effettuata in DarkSide-50 tramite calibrazioni con sorgenti di neutroni.

2.5 Il rivelatore di muoni

Costituito dalla *Counting Test Facility* (CTF) di Borexino [46], il rivelatore di muoni è una tanica cilindrica di acqua ultra pura di diametro 11 m e un'altezza 10 m. È un rivelatore Cherenkov per i muoni equipaggiato con 80 PMT sulle pareti e sul pavimento. La presenza dell'acqua inoltre funziona da scudo passivo per ridurre i fondi esterni di neutroni e gamma.

2.5.1 Effetto Cherenkov

L'effetto Cherenkov consiste nell'emissione di radiazione elettromagnetica quando una particella carica si propaga in un mezzo con velocità v maggiore della velocità di fase del mezzo v_{ph} :

$$v > v_{ph} \equiv c/n \quad (2.6)$$

La particella carica polarizza le molecole del mezzo che emettono radiazione elettromagnetica ritornando al loro stato fondamentale. In analogia al boom sonico si genera un'onda d'urto nel campo elettromagnetico della particella in quanto la sorgente di campo si muove più velocemente del campo stesso. L'onda generata è visibile come raggi di luce emessi in un cono con gli assi nella direzione di moto della particella e angolo di apertura dipendente dalla velocità della particella e dall'indice di rifrazione del mezzo secondo la relazione

$$\cos \theta_C = v_{ph}/vt = 1/n\beta$$

dove $\beta = v/c$. L'energia minima richiesta per produrre l'effetto Cherenkov si ricava dalle relazioni che legano energia e velocità:

$$E^{tot} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \Rightarrow E_{min}^{tot} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v_{min}^2/c^2}}$$

dove $v_{min} = c/n = v_{ph}$ è la velocità minima per avere tale effetto. Considerando il caso dell'acqua ($n = 1.344$ a 20°C) si ha $v_{min} \sim 0.75c = 2.232 \cdot 10^8$ m/s, cosicché per i muoni

$$(\mu^\pm) \quad mc^2 = 106 \text{ MeV} \Rightarrow E_{min}^{tot} \sim 160 \text{ MeV} \quad (2.7)$$

I muoni che giungono ai LNGS hanno un'energia media $\langle E \rangle = 270$ GeV tale per cui $\beta \sim 1$. L'angolo Cherenkov diventa dunque indipendente dall'energia della particella e vale $\theta_C = \arccos 1/n \sim 42^\circ$.

La perdita di energia specifica di una particella per emissione Cherenkov è data da [47]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{(ze)^2}{c^2} \int_{\epsilon(\omega) < 1/\beta^2} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\omega)}\right) d\omega \quad (2.8)$$

dove ze è la carica della particella e $\epsilon(\omega)$ è la relazione di dispersione. Poiché l'integrale è positivo solo per $\beta^2 \epsilon(\omega) > 1$, la radiazione Cherenkov è emessa solo in una banda di frequenza in cui la dispersione è grande rispetto a $1/\beta^2$. Per l'acqua ciò avviene nella frequenza del blu, nella regione UV. Il numero di fotoni per unità di percorso e di lunghezza d'onda è dato da:

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_C(\lambda) \quad (2.9)$$

dove $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$ è la costante di struttura fine e si è posto $z = 1$ per i muoni.

2.6 DarkSide-50

DarkSide-50 (DS-50) è il primo rivelatore che può produrre risultati di fisica del progetto DarkSide. Attualmente in fase di test, si prevede acquisirà dati nel tardo 2013. La massa attiva di DS-50 è costituita da 50 kg di Argon ultra puro nei quali si ottiene un volume fiduciale di 33 kg.

La Fig. 2.3 mostra la TPC bi-fasica di DS-50. Basata sul design della TPC di DarkSide-10 (DS-10), il prototipo del progetto DarkSide [35], possiede 38 PMT da 3" Hamamatsu R11065 a bassa radioattività. La TPC è poi posta nel rivelatore di neutroni (Fig. 2.4) composto da 30 tonnellate di scintillatore viste da 110 PMT da 8" Hamamatsu R5912 a bassa radioattività e ad alta efficienza quantica. Esternamente al rivelatore di neutroni è presente il rivelatore di muoni (Fig. 2.5), una tanica di acqua ultra pura equipaggiata con 80 PMT.

2.6.1 Sensibilità di DS-50

Nella ricerca di eventi rari come l'interazione delle WIMPs, la credibilità di una scoperta dipende in maniera critica da quanto bene è compreso il fondo presente nell'esperimento. Per la sensibilità degli esperimenti attuali del 2013, è abbastanza difficile produrre un segnale convincente di scoperta di materia oscura dopo l'osservazione di pochi eventi simili a rinculi nucleari estratti da un fondo basato solo su simulazioni Monte Carlo e campagne di misura della radioattività dei materiali effettuate prima del montaggio del rivelatore.

L'approccio di DarkSide nella costruzione di DS-50 non è soltanto quello di avere i più bassi livelli di fondo possibili ma anche di incorporare metodologie di misura *in situ* delle classi più pericolose di fondo per gli esperimenti di materia oscura quali i neutroni.

I livelli di fondo che ci si aspetta avere in DS-50 sono mostrati in Tab. 2.2. Le stime presentate fanno riferimento a simulazioni, misure sulla radioattività dei materiali utilizzati e prestazioni ottenuti dal prototipo DS-10.

In base ai livelli di fondo attesi, alla capacità di reiezione di quest'ultimo grazie ai rivelatori dedicati e ai metodi di discriminazione della PSD, si stima che DS-50 abbia una sensibilità per la sezione d'urto indipendente dallo spin WIMP-nucleone pari a $\sim 2 \cdot 10^{-45}$ cm² per una WIMP di massa 100 GeV al 90% di CL (Fig. 2.6).

2.6.2 Prossimi rivelatori

Il rivelatore successivo a DS-50 sarà DarkSide-G2 (DS-G2, ~ 5000 kg di Argon ultra puro così da avere un bersaglio da 3300 kg e un volume fiduciale di 3000 kg) possibilmente nel 2016 e con una sensibilità $\sim 10^{-47}$ cm² per una

Sorgente	Rate nel volume attivo eventi/(keV·kg·giorno)	Rate nel volume fiduciale eventi/(keV·kg·giorno)
γ	1.7	0.9
β	1.3	1.3
α	$4.5 \cdot 10^{-3}$	$\leq 2.6 \cdot 10^{-8}$
n radiogenici	$5.9 \cdot 10^{-8}$	$5.4 \cdot 10^{-8}$
n cosmogenici	$6.4 \cdot 10^{-9}$	$6.4 \cdot 10^{-9}$

Tabella 2.2: Livelli di fondo che ci si aspetta da DS-50 ricavati da simulazioni e misure sulla radioattività dei materiali utilizzati. I numeri presentati sono i rate medi nel range di energia $8 \div 160$ keV_{ee}.

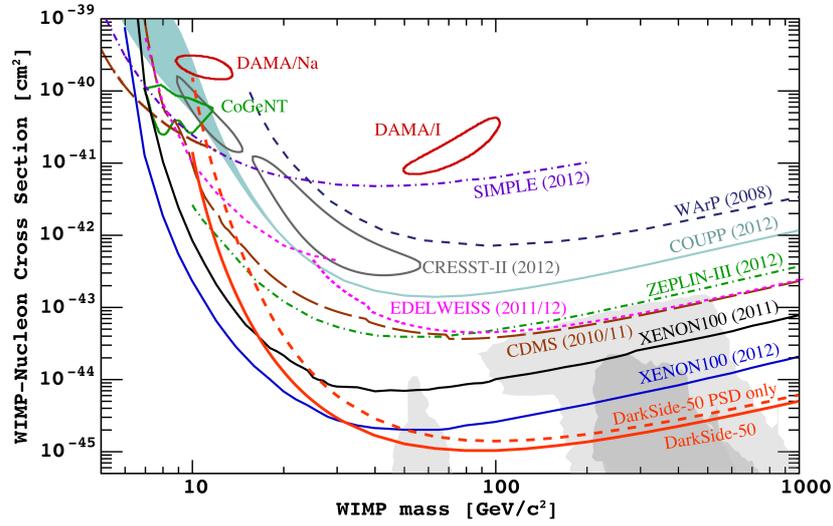


Figura 2.6: DarkSide-50 expected sensitivity.

WIMP di massa 100 GeV. È previsto poi un esperimento di terza generazione DarkSide-G3 con un volume attivo di circa 20-50 tonnellate.

Capitolo 3

Elettronica e sistema di acquisizione dati per l'*Outer Detector* di DarkSide

L'*Outer Detector* (OD) di DS-50 è composto da due rivelatori indipendenti: il rivelatore di neutroni (ND, vedi Sez. 2.4) e il rivelatore di muoni (MD, vedi Sez. 2.5). Dal punto di vista sia dell'elettronica che dell'acquisizione dati (DAQ, Data AcQuisition) i due sistemi sono identici.

In Fig. 3.1 è mostrato lo schema dell'elettronica di OD. Essa si compone di tre parti principali:

- i moduli HV descritti in Sez. 3.2;
- i moduli di Front-End descritti in Sez. 3.3;
- i digitalizzatori descritti in Sez. 3.5.

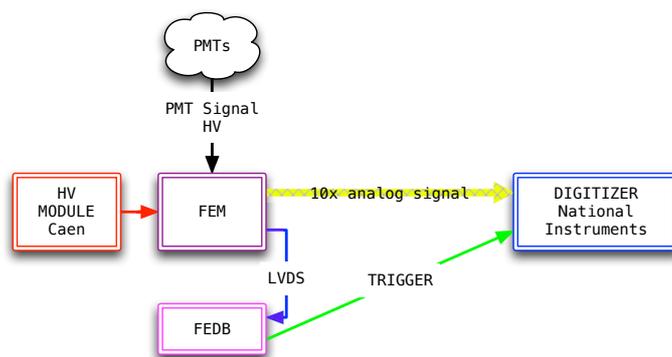


Figura 3.1: Schema dell'elettronica di OD.

Questo capitolo descrive il sistema dell'elettronica dei rivelatori di veto e il mio contributo all'installazione, ai test e al debug effettuato su tutta la catena elettronica.

3.1 Requisiti del sistema di veto

Noto il design dei rivelatori di veto (vedi Sez. 2.4 per ND e Sez. 2.5 per MD) è necessario svilupparne l'elettronica.

L'elettronica di OD deve innanzitutto essere capace di gestire 110 e 80 canali rispettivamente per ND e MD. Tale elettronica deve essere in grado di acquisire le due tipologie di segnale prodotte:

- segnali di scintillazione da ND prodotti dai neutroni catturati dal Boro (vedi Sez. 2.4.1) con un trigger rate atteso di ~ 150 Hz;
- segnali di impulso Cherenkov da MD prodotti dai muoni che attraversano la CTF con un trigger rate atteso di ~ 0.1 Hz).

In ogni modo l'elettronica deve essere in grado di:

- distribuire l'alta tensione ai PMT;
- avere uno stadio di amplificazione veloce che permetta di misurare al meglio la risposta dei PMT al segnale di singolo foto-elettrone;
- misurare gli impulsi dei PMT su un range dinamico di ampiezza, dal singolo foto-elettrone a ~ 100 pe;
- controllare lo stato di salute di ciascun PMT monitorandone i conteggi di darknoise;
- misurare il tempo dei vari impulsi con una risoluzione al di sotto del nanosecondo, cioè campionare la funzione d'onda del segnale ad alta frequenza;
- misurare con alta risoluzione l'ampiezza del segnale in quanto legata all'energia depositata dalla particella interagente;
- misurare la carica di ciascun impulso con alta precisione sia in regime di singolo foto-elettrone sia per grandi impulsi;
- essere robusti per eventi generati dai muoni, i quali producono segnali di grande entità.

Nel seguito del capitolo sono descritti in dettaglio i moduli dell'elettronica di OD che permettono di soddisfare le richieste appena elencate.

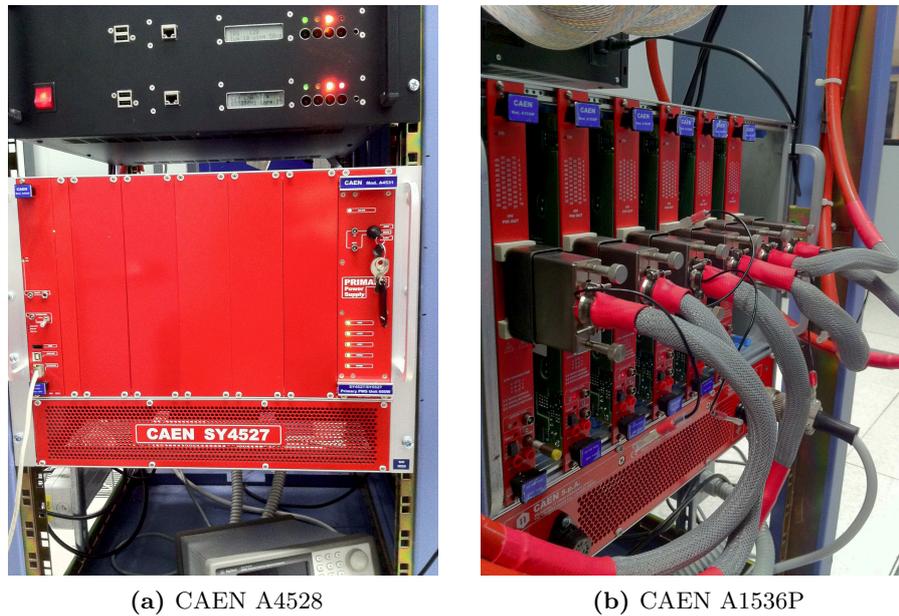


Figura 3.2: Modulo HV composta dall'interfaccia di controllo CAEN A4528 con la quale è possibile comunicare con le schede CAEN A1536P.

3.2 Moduli HV

L'alta tensione è fornita ai PMT grazie a moduli CAEN [48] di alta tensione (Fig. 3.2). Per i 190 canali complessivi dell'OD sono presenti 6 schede di alta tensione (HV, *High Voltage*) CAEN A1536P [49] alloggiata nel mainframe CAEN SY4527 [50] e controllate da CAEN A4528 [51]. Ciascuna scheda HV può alimentare 32 PMT. L'HV è mandata ai Front-End tramite cavi appositi e viene poi ridistribuita ai PMT.

Poichè ciascun PMT possiede una differente tensione di lavoro e lavorare al di fuori di quest'ultima ne può compromettere la funzionalità, durante il mio lavoro di tesi ho testato tutte le schede e i cavi HV. Per testare il corretto funzionamento del sistema si è deciso di alimentare i 32 canali di ciascuna scheda con una tensione crescente da 5 a 80 V a step di 5 V. Così facendo, è possibile verificare sia la corretta alimentazione dei canali, sia la corrispondenza canale della scheda HV con canale di Front-End. Per ciascuna scheda è stato poi verificato il corretto funzionamento dell'*interlock*, il dispositivo che previene l'erogazione dell'HV qualora la scheda sia mal funzionante o le connessioni al Front-End siano aperte. Tutte le schede e i cavi installati funzionano correttamente.

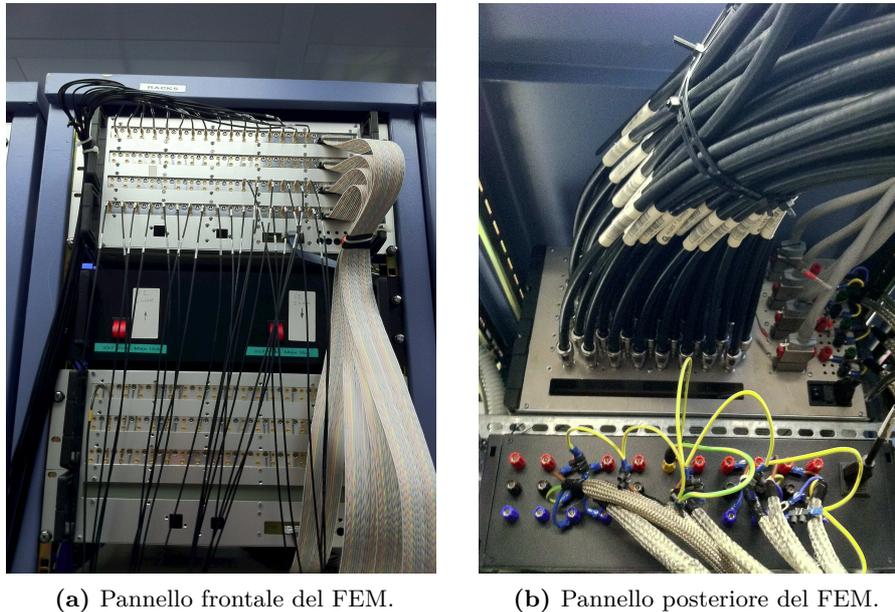


Figura 3.3: I moduli FEM forniscono HV ai PMT. Il segnale disaccoppiato dall’HV e amplificato è mandato alla DAQ. I segnali discriminati LVDS sono inviati a FEDB.

3.3 Elettronica analogica di Front-End

I segnali analogici provenienti dai PMT sono amplificati dai moduli di Front-End (FEM, *Front-End Module*). I FEM sono dispositivi progettati e costruiti custom dal gruppo INFN di Genova [52]. Per l’OD sono necessari 4 FEM, 2 per il rivelatore di neutroni e 2 per quello di muoni.

Un FEM (Fig. 3.3) è un dispositivo di $5U^1$ che può essere montato su un rack standard da 19” e che può gestire fino ad un massimo di 64 canali distribuiti su 4 schede, ciascuna da 16 canali. Un FEM è concepito per:

- distribuire l’alta tensione ai PMT (vedi Sez. 3.2);
- amplificare il segnale analogico del PMT con due differenti guadagni (10x e 1x);
- discriminare il segnale analogico per mezzo di un discriminatore programmabile;
- regolare gli offset dei canali in maniera programmabile.

Ciascun FEM è costituito internamente dalle schede analogiche di Front-End (FEAB, *Front-End Analog Board*). La FEAB è progettata in maniera tale che il segnale analogico del PMT e la sua alimentazione viaggino

¹Con il simbolo U si indica *rack unit*, un’unità di misura usata per indicare l’altezza dei componenti installati in un rack. Una U corrisponde a 44.45 mm.

sul medesimo cavo. Per separare i due segnali è presente una capacità di disaccoppiamento. I PMT sono dunque accoppiati AC alle FEAB.

Per ciascun canale della FEAB sono presenti le seguenti uscite:

- un'uscita 1x con connettore MCX;
- due uscite amplificate 10x, una con connettore LEMO, l'altra con connettore MCX. Quest'ultima è connessa ai digitalizzatori (vedi Sez. 3.5). Il fattore di guadagno 10x per l'uscita amplificata è stato scelto in maniera tale da poter misurare con alta precisione la carica del singolo foto-elettrode;
- un segnale discriminato digitale LVDS: per ciascun canale è presente un discriminatore a soglia programmabile il quale genera un segnale LVDS quando il segnale ricevuto supera la soglia impostata.

Ciascuna FEAB possiede inoltre:

- un'uscita per la somma totale dei segnali analogici 10x;
- un'entrata LEMO di calibrazione che permette di impulsare tutti i canali con lo stesso segnale.

Durante il mio lavoro di tesi ho installato i moduli FEM nei rack a loro dedicati.

Dopo l'installazione ho provveduto a testare tutte le FEAB presenti. Dai test è risultato che alcune schede, se non propriamente configurate (ovvero se offset dei canali e soglia dei discriminatori non sono stati configurati correttamente) mostrano un comportamento oscillante: i segnali dei canali dell'intera scheda e successivamente dell'intero FEM oscillano con ampiezza ~ 50 mV. Tale comportamento compromette il buon funzionamento del sistema in quanto il segnale di fisica che si attende dal PMT ha ampiezza dell'ordine dei ~ 150 mV. I test effettuati hanno permesso anche di scoprire la causa delle oscillazioni: queste sono dovute all'iniezione di rumore sia da parte del sistema di alimentazione delle ventole che raffreddano i FEM, sia da parte delle schede digitali (vedi Sez. 3.4) presenti all'interno dei FEM nel progetto originario. Entrambe le componenti sono state portate esternamente ai FEM e opportunamente silenziate. Con tale accorgimento il sistema risulta stabile e non soggetto ad oscillazioni.

3.4 Schede digitale di Front-End e trigger

Ogni FEM è connessa ad una scheda digitale di Front-End (FEDB, *Front-End Digital Board*) responsabile degli scalers dei canali e del trigger. Ogni FEDB può gestire al massimo 4 FEAB. La FEDB possiede una FPGA Xilinx Spartan 6 e un micro-controllore (μ C) PIC32. La combinazione del lavoro del PIC32 e dell'FPGA rendono possibili le seguenti funzioni:



Figura 3.4: Pannello frontale di FEDB. È presente un piccolo display che fornisce informazioni utili sia sugli scaler dei canali sia sulle impostazioni di trigger.

- funzione di trigger: la condizione di trigger è definita come un numero di PMT i cui segnali acquisiti superano la soglia di discriminazione in una certa finestra temporale. Grazie alla FEDB è possibile programmare sia il numero minimo di canali per cui si genera un trigger da 0 a 255 (8 bit) sia la finestra temporale in cui questi segnali devono arrivare da 0 a 25.5 μ s. Più FEDB possono essere connesse in cascata: il trigger dunque è generato dalla somma dei canali sopra soglia su più FEM;
- funzione di scaler per singolo canale: il sistema ha la capacità di misurare i conteggi di ciascun canale ogni secondo, archiviare i dati ottenuti e renderli disponibili per l'interfaccia remota;
- funzione di impostazione: la FEDB può essere programmata via rete in maniera tale da gestire la regolazione dei parametri di ciascun canale quali offset, soglia e abilitazione del canale a contribuire al trigger;
- funzione di *network*: il PIC32 supporta il protocollo TCP/IP e HTTP. Grazie ad un'interfaccia remota programmata in LabVIEW è possibile monitorare gli scaler e impostare i parametri di trigger di offset e soglia dei canali (vedi Sez. 4.4);
- funzione di controllo: la FEDB è in grado di gestire autonomamente la presenza di canali i cui conteggi superano una soglia programmabile da 0 a 255 kHz. Se attivata la funzione di controllo, tali canali vengono automaticamente disabilitati dal trigger fin tanto che il loro rate non diminuisce.

Ciascuna FEDB possiede i seguenti ingressi:

- 4 ingressi flat per i segnali LVDS discriminati provenienti dalle FEAB;
- un ingresso flat per la comunicazione tra PIC32, discriminatori e regolatori di offset;
- un ingresso USB di programmazione per il PIC.

Ciascuna FEDB possiede le seguenti uscite:

- un'uscita flat per la somma dei segnali LVDS discriminati per gli stadi successivi della cascata;
- un'uscita LVDS per il trigger.

Ciascuna FEDB possiede inoltre un piccolo display sulla parte frontale del modulo (Fig. 3.4). Tale display fornisce informazioni utili riguardanti sia i singoli canali quali conteggi, stato del canale, sia le impostazioni del trigger

Durante il mio lavoro di tesi mi sono occupato del test e del debug delle FEDB. Il sistema è ad oggi correttamente funzionante in tutte le sue funzionalità.

3.5 Elettronica digitale di DAQ

La DAQ è costituita da FADC (*Flash Analog to Digital Converter*) che convertono in formato digitale il segnale analogico amplificato dei PMT. Il sistema di acquisizione dati provvede poi a eseguire, a livello software, la Zero Suppression (vedi Sez. 4.1.3) e a trasmettere i dati al Builder (vedi Sez. 4.1). Tutta l'elettronica digitale di acquisizione dati è composta da sistemi commerciali National Instruments [53].

L'elettronica di acquisizione digitale e readout è composta da 4 chassis NI PXIe-1075 [54], 2 per ND e altri 2 per MD. Tecnicamente uno chassis NI PXIe-1075 è un cestello da 5U che ospita le schede di acquisizione fino ad un massimo di 18. Ciascun cestello è composto da:

- 1 controller NI PXIe-8133 [55] (Fig. 3.5a), a tutti gli effetti un computer Windows sul quale far girare l'applicazione LabVIEW di acquisizione dati (vedi Sez. 4.1). Il controller è equipaggiato con un processore quad-core Intel Core i7-820QM da 1.73 GHz (single-core turbo boost fino a 3.06 GHz) e memoria dual-channel 1333 MHz DDR3. Il controller possiede due porte Gigabit ethernet, usate sia per controllare da remoto l'acquisizione sia per trasmettere i dati;



(a) NI PXIe-8133



(b) NI PXIe-5162



(c) NI PXIe-6674T



(d) NI PXIe-7961R

Figura 3.5: Componenti National Instruments che costituiscono l'elettronica digitale di OD.

- fino a 15 FADC NI PXIe-5162 [56] (Fig. 3.5b) che provvedono a digitalizzare il segnale. I digitalizzatori hanno una velocità di digitalizzazione di 1.25 GSample/s, una risoluzione di 10 bit e una memoria interna da 1 GB (256 MB per ciascun canale). Per ciascun canale è possibile selezionare l'ampiezza picco-picco massima del segnale in ingresso fra 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2 o 5 V. I connettori di ingresso per i segnali sono BNC. Ciascun modulo può gestire un massimo di 4 canali in ingresso cosicché uno chassis NI PXIe-1075 completo può gestire un massimo di 60 canali;
- 1 scheda NI PXIe-6674T [57] (Fig. 3.5c), il modulo di *timing* e di sincronizzazione fra chassis. Tale modulo gestisce la sincronizzazione fra le varie schede ospitate all'interno dallo chassis NI PXIe-1075, acqui-

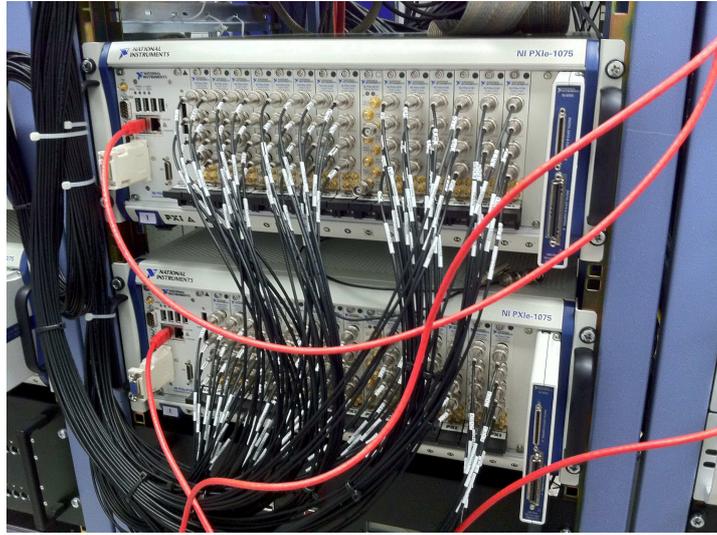


Figura 3.6: NI PXIe-1075 completo nella sua configurazione finale in fase di cablaggio.

sisce e distribuisce il segnale di trigger e il clock. La scheda ammette in ingresso sia segnali TTL che LVDS attraverso 6 ingressi SMA;

- 1 scheda FlexRIO NI PXIe-7961R [58] (Fig. 3.5d) con adattatore NI 6583 [59]. La scheda NI PXIe-7961R è un modulo equipaggiato con un FPGA Xilinx Virtex 5 compatibile con i sistemi PXI Express. La FlexRIO è utilizzata per generare il *timestamp* del trigger con una precisione di 10 ns. Grazie poi all'adattatore NI 6583, che possiede 16 ingressi LVDS, viene acquisito il trigger ID.

In Fig. 3.6 è mostrato uno chassis NI PXIe-1075 nella sua configurazione finale per ND. Da destra verso sinistra è presente il controller NI PXIe-8133, 14 schede FADC NI PXIe-5162, la scheda di *timing* NI PXIe-6674T (nella slot 10 dello chassis) ed infine la scheda NI PXIe-7961R.

Nel mio lavoro di tesi ho sviluppato, testato e effettuato il debug del software di DAQ. A tale software verrà dedicato il Cap. 4.

3.6 Trigger

Per OD esistono due modalità di trigger:

- trigger interno: il trigger è generato dalle FEDB in cascata (vedi Sez. 3.4) e direttamente connesso alla DAQ. Tale modalità di trigger è stata utilizzata per i test dell'Outer Detector descritti nel Cap. 6.

- trigger globale: nel funzionamento normale dell'intero rivelatore (TPC e OD) il trigger è fornito da un modulo CAEN V1495 [60] apposito. Tale modulo gestisce sia il trigger generato dalla TPC che quello generato da OD (separatamente ND e MD) e li ridistribuisce ai vari rivelatori con il relativo trigger ID. Oltre alla gestione del trigger, il modulo CAEN V1495 distribuisce un clock di riferimento alle varie parti del rivelatore in maniera tale che TPC e OD siano sincronizzati. Il modulo poi provvede a inviare un segnale 1PPS (*One Pulse Per Second*) ad alta precisione indispensabile per creare il *timestamp* dell'evento.

Nell'OD la modalità di trigger interno è gestita direttamente dal modulo di *timing* NI PXIe-6674T che provvede a distribuire tale segnale ai vari chassis NI PXIe-1075 (Fig. 3.7a).

Nella modalità di trigger globale per OD ricopre un ruolo fondamentale il lavoro combinato di NI PXIe-6674T e NI PXIe-7961R (Fig. 3.7b). Il clock di riferimento e il 1PPS sono acquisiti dal modulo di *timing* e ridistribuiti alla scheda FPGA che provvede a generare il *timestamp* dell'evento (vedi Sez. 4.1.5).

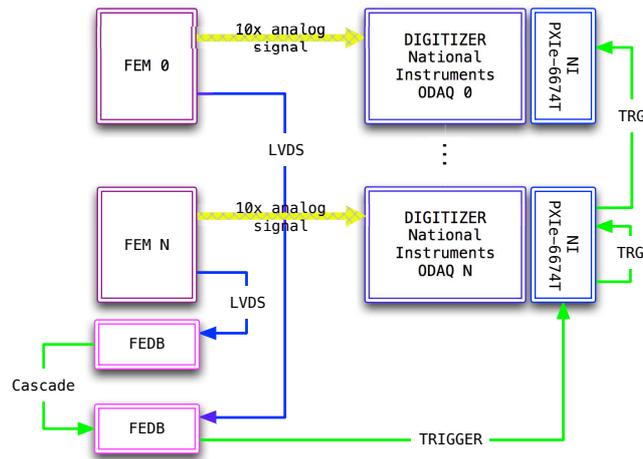
3.7 Stato corrente

Il setup corrente di DS-50 prevede l'utilizzo di:

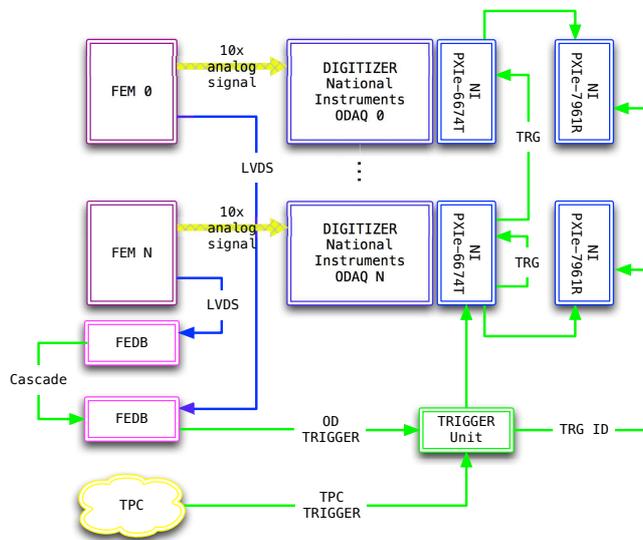
- ND: 2 FEM con rispettivamente 4 e 3 FEAB, 2 chassis completi con 14 schede NI PXIe-5162 e FEDB;
- MD: 2 FEM con rispettivamente 2 e 3 FEAB, 2 chassis parzialmente completi con 11 schede NI PXIe-5162 e FEDB

Fig. 3.8 mostra l'elettronica di OD nella sua configurazione definitiva. Dall'alto verso il basso sono presenti 2 FEM intervallati dalla loro alimentazione; seguono poi i due chassis NI PXIe-1075 ed infine il modulo contenete le FEDB. La configurazione dell'elettronica è stata studiata in maniera tale da razionalizzare gli spazi e le connessioni mantenendo però la giusta ventilazione necessaria al suo buon funzionamento.

Durante il mio lavoro di tesi ho partecipato attivamente all'installazione di tutti i componenti dell'elettronica dell'OD. Essa è attualmente installata nella sala dell'elettronica di DarkSide nella Hall C dei LNGS.



(a) trigger interno



(b) trigger globale

Figura 3.7: Schemi esplicativi delle due modalità di trigger presenti in OD.

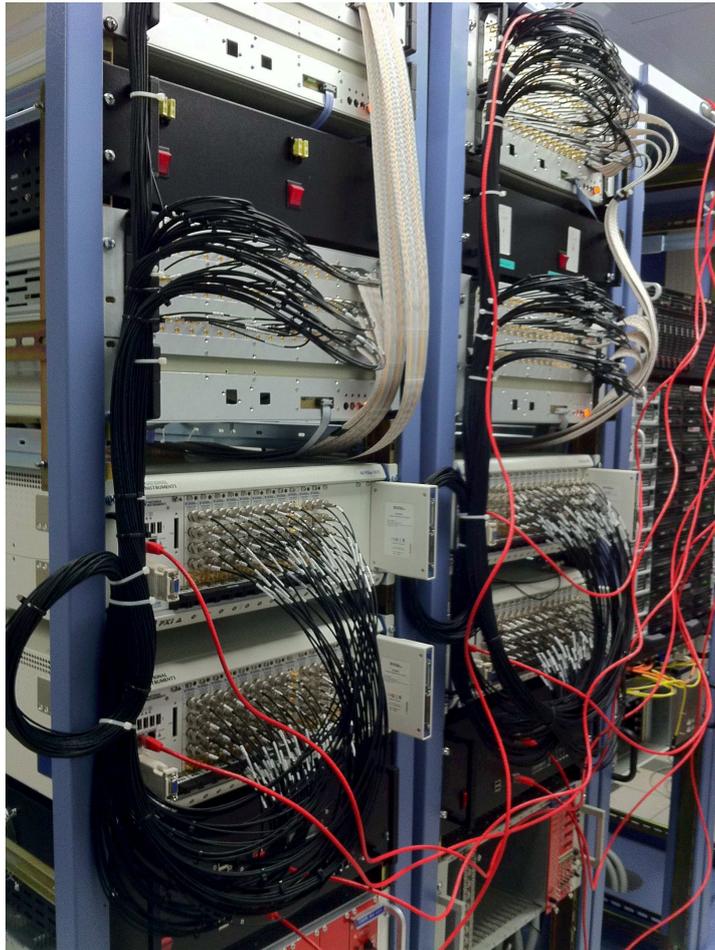


Figura 3.8: L'elettronica di OD nella sua configurazione finale.

Capitolo 4

Software online di acquisizione dati

Nel mio lavoro di tesi mi sono occupato di scrivere tutta l'interfaccia software online per l'acquisizione dati del veto di DarkSide. Il linguaggio di programmazione utilizzato è stato NI LabVIEW¹. La scelta di LabVIEW è dettata sia da questioni di comodità, portabilità ed efficienza sia poichè gran parte dell'hardware di acquisizione sono prodotti National Instruments, la medesima azienda che sviluppa tale software.

Per interfaccia software online si intendono tutti i programmi che rendono possibile l'acquisizione del segnale, dalla sua digitalizzazione alla scrittura su disco di quello che si definisce evento. Per evento si intende l'insieme di tutte le informazioni, i parametri e le funzioni d'onda per ogni canale, per ogni scheda, per ogni cestello all'arrivo di un trigger.

Fig. 4.1 mostra lo schema dell'interfaccia software online di acquisizione dati. Essa è composta principalmente da tre programmi:

- *ODAQ (Outer Detector DAQ), l'applicazione di interfaccia alle schede di acquisizione che permette la vera e propria acquisizione dati. ODAQ è descritto in Sez. 4.1;*
- *ODB (Outer Detector Builder), l'applicazione del Builder, ovvero il programma responsabile dell'aggregazione dei frammenti di dati prove-*

¹LabVIEW è un software grafico di programmazione che utilizza icone, terminali e collegamenti piuttosto che testo. Un programma o sottoprogramma in LabVIEW, denominato VI (Virtual Instrument), esiste come file binario visualizzabile e compilabile solo da LabVIEW. La definizione di strutture dati e algoritmi avviene con icone e altri oggetti grafici, ognuno dei quali incapsula funzioni diverse, uniti da linee di collegamento (fili), in modo da formare una sorta di diagramma di flusso. Tale linguaggio viene definito a flusso di dati in quanto la sequenza di esecuzione è definita e rappresentata dal flusso dei dati stessi attraverso i fili mono-direzionali che collegano i blocchi funzionali. Poiché i dati possono anche scorrere in parallelo attraverso blocchi e fili non consecutivi, il linguaggio realizza spontaneamente il *multithreading* senza bisogno di esplicita gestione da parte del programmatore [61].

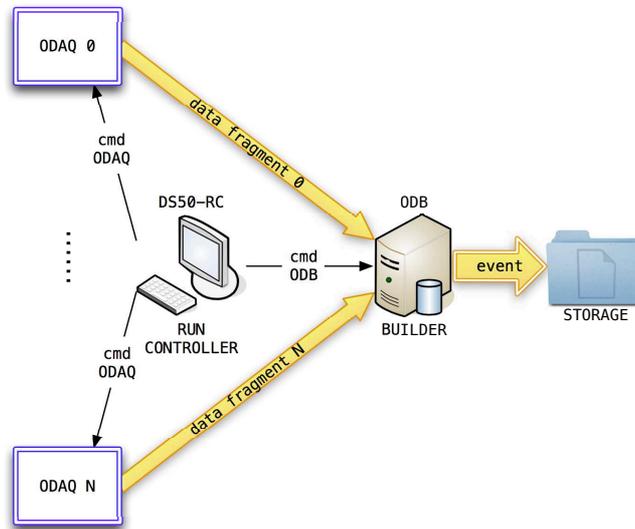


Figura 4.1: Schema dell'interfaccia software online per l'acquisizione dati.

nienti da ciascun ODAQ su controller diversi e la costruzione dell'evento. ODB è descritto in Sez. 4.2;

- DS50RC (Run Controller), l'applicazione che gestisce l'avvio della presa dati e ne controlla e monitora lo stato. DS50RC è descritto in Sez. 4.3.

Oltre ai programmi di acquisizione dati ho sviluppato il programma di visualizzazione degli scaler ODS (Outer Detector Scaler). ODS è descritto in Sez. 4.4.

4.1 ODAQ - Il software di acquisizione

ODAQ è l'applicazione presente su ciascun controller. Caricata automaticamente all'avvio di ciascun cestello, è l'interfaccia alle schede di acquisizione (Fig. 4.2). L'applicazione lavora nel modo seguente:

- agisce da server TCP/IP in ascolto dei comandi inviati da DS50RC;
- guida una macchina a stati che effettua l'acquisizione dati;
- effettua la Zero Suppression dei dati acquisiti;
- trasmette i dati acquisiti via TCP/IP a ODB.

L'applicazione utilizza il parallelismo intrinseco di LabVIEW per compiere le operazioni più importanti. Essa infatti è costituita da 4 loop in

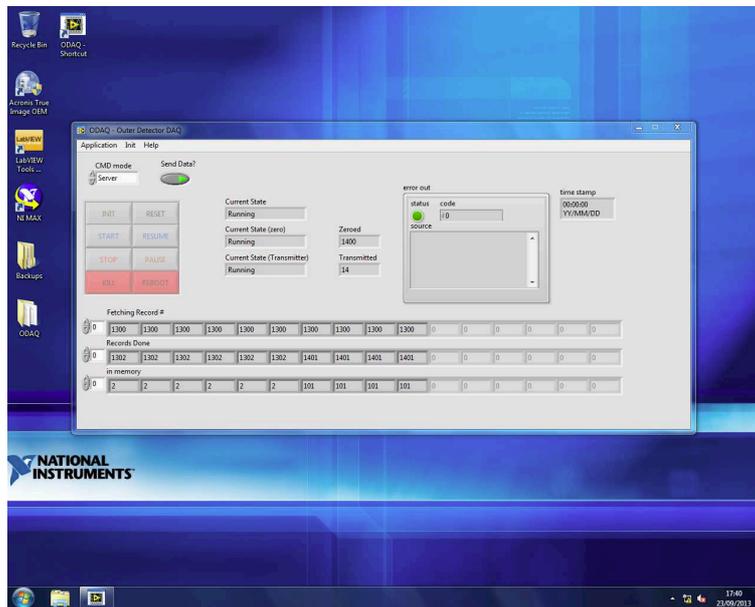


Figura 4.2: Interfaccia utente di ODAQ.

parallelo: un loop gestisce i comandi ricevuti dall'interfaccia utente o da DS50RC (*Command loop*), un loop implementa la macchina a stati (*State machine loop*), un loop compie la Zero Suppression sui dati acquisiti (*Zero Suppression loop*) e un loop provvede a trasmettere i dati acquisiti e zero-soppressi a ODB (*Transmitter loop*).

4.1.1 *Command loop*

Il loop dei comandi può operare in due modalità:

- GUI (*Graphical User Interface*): permette di controllare direttamente l'acquisizione da una semplice interfaccia di comando presente su ciascuno chassis. Tale pannello permette tutte le operazioni base di acquisizione dati (ad esempio inizializzazione dell'hardware, start, stop, reboot);
- Server: permette di controllare da remoto l'acquisizione. In tale modalità il loop funziona da interprete di comandi. Il protocollo utilizzato è TCP/IP grazie ad una libreria interna di LabVIEW: un ricevitore è in ascolto su una porta definita in attesa dell'arrivo di un messaggio (comandi e parametri) da parte di DS50RC; il contenuto del messaggio è analizzato e valutato; è poi spedito un messaggio di risposta che indica la corretta ricezione del comando. Esistono due tipologie di comandi, intendendo un comando come la coppia (comando, parametro):

- comandi che richiedono la transizione di stato (cioè che possono cambiare lo stato della macchina a stati);
- comandi che richiedono informazioni (cioè non cambiano lo stato della macchina a stati).

La richiesta di informazioni sullo stato del sistema è subito valutata a differenza dei comandi di transizione di stato che invece sono accodati e valutati nella macchina a stati alla fine di ogni iterazione. Ogni stato possiede sia uno stato di default sia uno o più stati in cui passare. La richiesta di transizione ad uno stato non compatibile con quelli accessibili dallo stato corrente è ignorata dal sistema.

4.1.2 *State machine loop*

Lo *State machine loop* è la macchina a stati che guida l'acquisizione dati. La transizione tra i vari stati è generata da:

- comandi ricevuti dal loop dei comandi (sia da GUI che ricevuti da DS50RC);
- transizioni di default da uno stato all'altro;
- presenza di errori.

La macchina a stati interpreta e analizza i comandi ricevuti e attua le conseguenti transizioni di stato. I paragrafi successivi descrivono in dettaglio gli stati della macchina a stati.

Boot State: è lo stato in cui si trova l'applicazione all'avvio. Vengono inizializzate le *Functional Global Variable* (FGV)² più importanti. In particolare è caricato il file di configurazione per la trasmissione dei dati. Esso indica se abilitare la trasmissione e contiene l'indirizzo IP della macchina del Builder. Se tutte le operazioni di inizializzazione non presentano errori, l'applicazione passa allo stato *Booted*, altrimenti allo stato *Error*.

Booted State: in tale stato l'applicazione aspetta l'arrivo di un comando. I comandi possibili sono: *Init*, *Reset*, *Kill*, *Reboot*.

Initializing State: è lo stato che inizializza sia l'hardware che il software. È possibile sia creare una configurazione custom selezionando tale opzione da un menù a tendina, sia utilizzare un file di configurazione precedentemente salvato. In generale la configurazione del sistema è inviata da DS50RC.

²Le FGV sono un costrutto di programmazione LabVIEW che permette di controllare l'accesso a dati o risorse sui quali spesso è possibile compiere differenti azioni [62]. Le FGV sono l'equivalente dei *singleton* dei linguaggi orientati ad oggetti.

In tale stato sono impostati i parametri principali delle schede (ad esempio lo stato di abilitazione della scheda, rate di campionamento, lunghezza della finestra di acquisizione) e dei singoli canali (ad esempio abilitazione del canale, accoppiamento elettrico, impedenza) oltre che i parametri software della Zero Suppression. In questo stato vengono sincronizzate, grazie alla scheda di *timing*, tutte le schede di acquisizione presenti nello chassis. Se il processo di inizializzazione avviene senza errori si passa allo stato *Ready*, altrimenti allo stato *Error*. In tale stato ODAQ comunica la sua configurazione a ODB.

Ready State: in tale stato l'applicazione aspetta l'arrivo di un comando. I possibili comandi sono: *Start, Reset, Kill, Reboot*.

Starting State: è lo stato che stabilisce la connessione con la macchina del Builder e che avvia l'acquisizione. Se non sono presenti errori si passa allo stato *Running*, altrimenti allo stato *Error*.

Running State: in tale stato vengono letti i dati dei digitalizzatori. Ad ogni iterazione si verifica se i FADC possiedono nuovi elementi che possono essere acquisiti: se non ne sono presenti la macchina a stati rimane nello stato *Running* senza compiere operazioni e passa all'iterazione successiva; se è presente un nuovo elemento i suoi dati sono letti e accodati in quella che viene chiamata *Original Data Queue*³. I dati dell'evento sono composti da:

- un vettore 2D di **short** contenente le funzioni d'onda di ogni canale delle schede presenti;
- alcuni parametri specifici delle schede quali *gain* e *offset*, che permettono, in fase di decodifica dei dati, la conversione in Volt delle funzioni d'onda (vedi Sez. 5.1.4).

La macchina a stati rimane nello stato *Running* e continua ad effettuare le operazioni di lettura dei dati fin tanto che non arriva un comando. I possibili comandi sono *Pause, Stop, Reset, Kill, Reboot*. Se si verifica un errore, la macchina a stati passa nello stato *Error*.

³A differenza dei vettori in cui è possibile accedere casualmente a ciascun elemento, una coda è un buffer di memoria che permette di accodare (aggiungere) o estrarre elementi mantenendo l'ordine FIFO (*First In First Out*). L'unico modo di accedere a tutti gli elementi in una coda è di estrarli uno a uno. Tale costrutto è molto utile in architetture *producer/consumer* dove una porzione di codice crea il dato che è consumato da un'altra parte. Il vantaggio dell'utilizzo delle code risiede nel fatto che il rate di produzione e di consumo del dato non devono essere identici: se il rate di consumo è più lento di quello di produzione, il produttore dovrà aspettare che si liberi la coda per aggiungere un elemento [63].

Pausing State: è lo stato che permette di mettere in pausa l'applicazione. Se non sono presenti errori si passa allo stato *Paused*.

Paused State: è lo stato in cui l'acquisizione è in pausa e attende l'arrivo di un comando. I possibili comandi sono: *Resuming*, *Stop*, *Reset*, *Kill*, *Reboot*.

Resuming State: è lo stato che permette la ripresa dell'acquisizione dopo che questa è stata messa in pausa. La macchina a stati torna nello stato *Running*.

Stopping State: in tale stato viene fermata l'acquisizione. Tutti gli elementi salvati in memoria dalle schede sono letti e messi in coda. Se non sono presenti errori la macchina a stati ritorna allo stato *Ready*.

Aborting State: è lo stato che annulla l'acquisizione e chiude il programma.

Resetting State: è lo stato che effettua il reset sia dell'hardware che di tutte le FGV responsabili dell'acquisizione. Dopo lo stato di *Reset* la macchina a stati si trova nello stato di *Boot*.

Rebooting State: è lo stato che permette il riavvio software del sistema.

Error State: è lo stato di errore del sistema. In esso viene riportato sia il messaggio di errore sia il *timestamp* a cui si è verificato.

4.1.3 Zero Suppression loop

Lo *Zero Suppression loop* è il loop che compie la Zero Suppression sui dati ricevuti dalla *Original Data Queue* e crea per ciascun canale il frammento dell'evento. I dati zero-soppressi sono accodati in quella che viene chiamata *Zero-Suppressed Data Queue*.

La Zero Suppression

I dati acquisiti devono essere processati dall'algoritmo di Zero Suppression.

L'algoritmo di Zero Suppression scorre la funzione d'onda acquisita valutando la presenza di impulsi, in particolare ne cerca il fronte di salita e quello di discesa. Per impulso si intende una funzione d'onda che supera una soglia programmabile per un numero minimo di campioni (`min_width`). L'algoritmo salva i campioni che stanno sotto soglia (il segnale del PMT

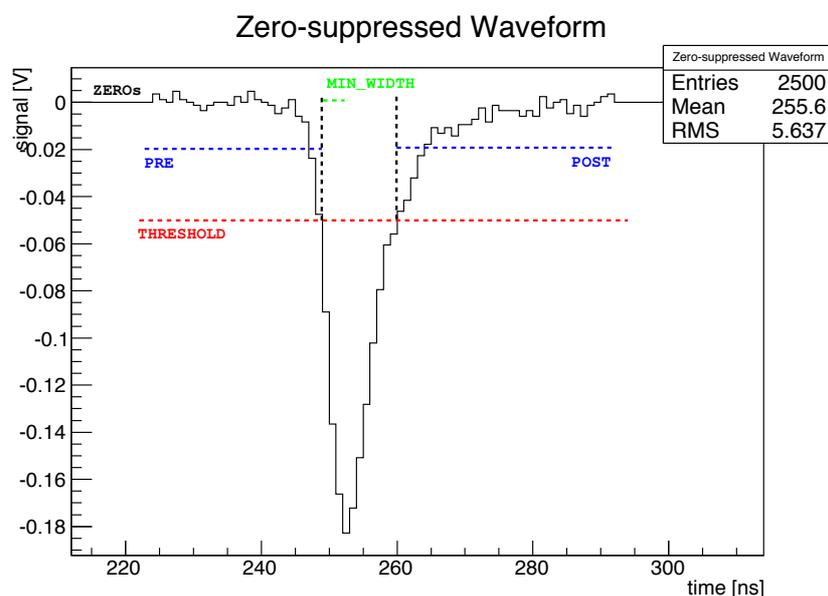


Figura 4.3: Esempio di funzione d'onda zero-soppressa.

infatti è un segnale negativo). Inoltre vengono salvati anche un numero programmabile di campioni prima (campioni *pre*) e dopo (campioni *post*) il fronte di salita e di discesa dell'impulso. Se in due impulsi consecutivi (in cui sono stati inclusi sia i campioni *pre* che *post*), l'ultimo campione del primo impulso è successivo al primo campione del secondo impulso (cioè parte dei campioni sono comuni ai due impulsi), viene salvato un unico impulso che contiene tutti i campioni dei due impulsi originali. Tutti i campioni al di fuori dell'impulso zero-soppresso (*ZEROs*) non vengono salvati. Fig. 4.3 mostra un esempio di impulso zero-soppresso.

4.1.4 *Transmitter loop*

Il *Transmitter loop* è il loop che trasmette i dati zero-soppressi alla macchina del Builder. La trasmissione dei dati avviene via ethernet. Il protocollo di comunicazione utilizzato è derivato dal TCP/IP e gestito da una libreria interna di LabVIEW chiamata STM (*STM, Simple Messaging Reference Library*) [64]. Tale libreria permette infatti una miglior gestione delle risorse di trasmissione e consistenza dei dati inviati in quanto prevede una sovrastruttura di controllo delle informazioni spedite.

4.1.5 *ODFlex*

Parte integrante di ODAQ, *ODFlex* è il software di interfaccia con la scheda FPGA che gestisce il trigger ID. *ODFlex* è scritto con NI LabVIEW

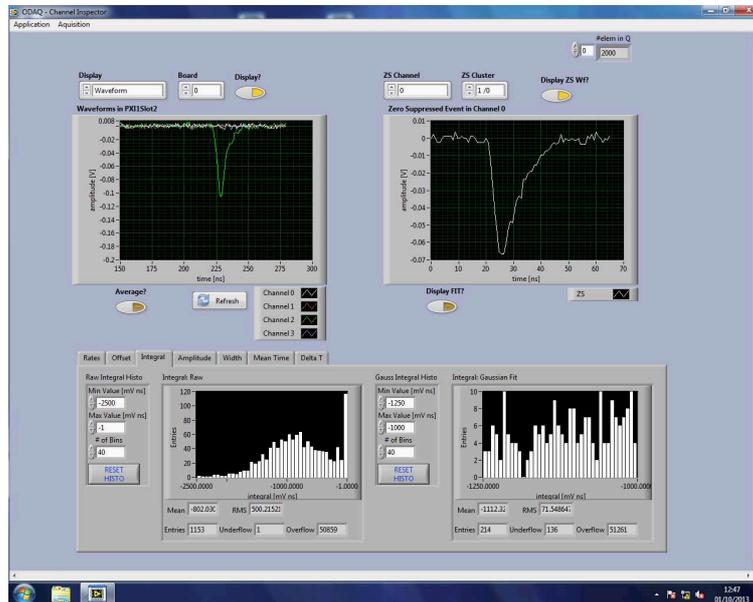


Figura 4.4: Interfaccia utente di Inspector.

FPGA Module [65] e si compone di due parti principali:

- la logica sull’FPGA che permette l’acquisizione di un *pattern* a 16 bit che costituisce il trigger ID e il calcolo del *timestamp* dell’evento;
- il programma host che si integra in ODAQ e permette la scrittura nell’evento delle informazioni generate dall’FPGA.

Il codice FPGA è costituito da un *Single-Cycle Timed Loop* (SCLT) [66] temporizzato da un clock a 100 MHz. Questo permette l’implementazione di un contatore a 32 bit che si incrementa ogni 10 ns. In SCLT è presente poi un contatore a 16 bit per i conteggi del 1PPS. La combinazione dei due conteggi permette di avere il *timestamp* dell’evento con una precisione di 10 ns.

Il *timestamp* così generato è scritto su una memoria FIFO DMA [67]. Tramite la FIFO infatti è possibile trasferire tali informazioni al programma host.

La caratterizzazione temporale degli eventi di OD con tale precisione è necessaria poi in fase di analisi dati. Infatti con i *timestamp* è possibile correlare gli eventi di OD con quelli della TPC.

4.1.6 Inspector

Sulla base degli sviluppi e dell’architettura software utilizzata in ODAQ, ho sviluppato un programma che permette di ispezionare, visualizzare e compiere analisi di base sui canali dei digitalizzatori.

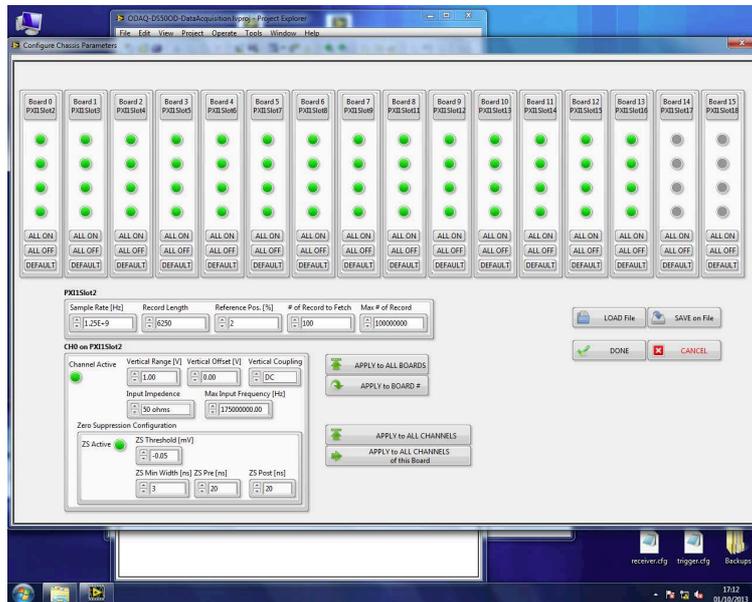


Figura 4.5: Configuratore che permette di scegliere i parametri hardware dell'acquisizione.

All'avvio del programma è possibile selezionare una configurazione arbitraria dei digitalizzatori presenti nello chassis (Fig. 4.5). Una volta configurato il sistema, è possibile ispezionare i canali del rivelatore.

Come con un oscilloscopio (Fig. 4.4), con Inspector è possibile visualizzare, mediare e salvare su file la funzione d'onda acquisita oltre che visualizzarne lo spettro in potenza. Attraverso un menù a tendina dedicato è possibile modificare durante l'acquisizione i parametri di Zero Suppression. È poi possibile visualizzare l'impulso zero-soppresso al quale è possibile applicare un fit gaussiano.

Il software permette poi di effettuare un'analisi base sull'impulso acquisito: per ciascuna funzione d'onda è calcolato il conteggio degli impulsi, l'offset con la sua deviazione standard, l'ampiezza, la larghezza, l'integrale del segnale e il tempo medio dell'impulso. È possibile inoltre confrontare la differenza in tempo fra due impulsi appartenenti a canali diversi. Tutte le quantità calcolate sono visualizzate come istogrammi.

4.2 ODB - Il Builder

ODB è il software preposto a ricevere i frammenti di dati spediti da ciascun ODAQ su controller diversi. Per ciascun trigger, dopo aver controllato la consistenza degli ID e del trigger ID di ciascun frammento e il relativo *timestamp*, viene scritto su file un unico evento. Il file risultante,

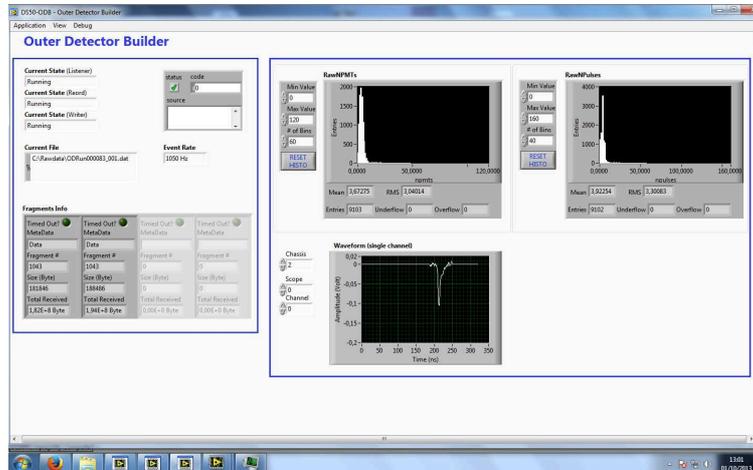


Figura 4.6: Interfaccia utente di ODB.

detto `rawdata_file`, contiene sia la configurazione hardware ricevuta dai vari ODAQ in fase di inizializzazione sia le funzioni d'onda zero-soppresse e le relative informazioni di ciascun canale attivo.

Il file generato possiede il seguente nome:

`ODRunxxxxxx_yyy.dat`

dove `xxxxxx` indica il numero di run e `yyy` il numero di parti in cui è stato diviso il file. Per motivi di facilità di lettura in fase di analisi, la dimensione di ciascun file è limitata automaticamente a 1 GB.

ODB funziona anche da *online monitor*: permette infatti di visualizzare informazioni importanti relative ai dati acquisiti quali il numero di PMT colpiti nell'evento, il numero degli impulsi e le funzioni d'onda presenti nella finestra di acquisizione. Sono visualizzati poi il trigger rate e il rate di trasferimento dati per ciascun controller (Fig. 4.6).

4.3 DS50RC - Il Run Controller

DS50RC è il software di controllo dell'acquisizione dati dell'intero rivelatore DS50 in quanto è possibile controllare sia l'acquisizione dati di OD che della TPC.

DS50RC permette di inizializzare, far partire, fermare, effettuare il reset e abortire l'acquisizione dati (Fig. 4.7). È possibile selezionare la tipologia di run da acquisire (ad esempio *random*, *laser*, *normal*) e decidere se fermare l'acquisizione dopo un tempo stabilito e/o dopo un certo numero di eventi acquisiti. Tali operazioni sono possibili grazie ad una interfaccia utente ad esse dedicata. Le informazioni relative al run sono scritte e poi lette da database.

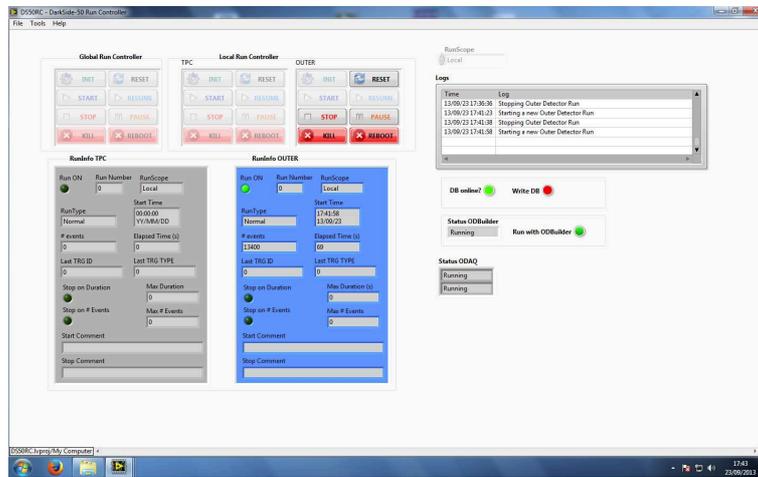


Figura 4.7: Interfaccia utente di DS50RC.

DS50RC è utilizzato inoltre per controllare lo stato dei processi acquisizione dati. All'interno del programma è presente un processo chiamato *Run Supervisor* che periodicamente controlla lo stato dei vari processi di acquisizione inviando agli ODAQ presenti e a ODB richieste di stato e decide se fermare l'acquisizione in presenza di eventuali errori.

4.4 ODS - L'interfaccia degli Scaler

Le FEDB, come descritto in Sez. 3.4, hanno la capacità di funzionare da scaler.

ODS è un'interfaccia client che comunica con le FEDB e che permette la visualizzazione in tempo reale dei conteggi dei PMT (Fig. 4.8). Divisi per la loro appartenenza a ND o a MD, i conteggi sono visualizzati con una scala di colori apposita che permette di identificare eventuali problemi. La scala di colori è modificabile grazie ad un menù ad essa dedicato.

In ODS è anche inclusa un'interfaccia per la regolazione dell'offset e della soglia dei canali.

ODS consente infine di modificare i parametri di trigger, tra cui l'abilitazione di un canale a contribuire alla sua generazione.

4.5 DS50HV

I moduli HV descritti in Sez. 3.2, sono controllati da remoto grazie al software di controllo DS50HV. DS50HV permette operazioni sul singolo canale grazie a un'interfaccia da cui è possibile gestire tutti i parametri più importanti di ciascuna scheda di alta tensione (ad esempio la tensione e la corrente assorbita di ciascun canale). È poi presente un'interfaccia di



Figura 4.8: Interfaccia utente di ODS.

comunicazione al database grazie a cui è possibile mantenere traccia delle impostazioni utilizzate.

Durante il mio lavoro di tesi ho contribuito a testare ed effettuare il debug di tale software.

Capitolo 5

Software offline di ricostruzione

Nel mio lavoro di tesi mi sono occupato di sviluppare un framework di decodifica e analisi dei dati di OD chiamato `odrec`. `odrec` è stato sviluppato principalmente per essere in grado di effettuare il test del rivelatore di neutroni con sorgenti radioattive (vedi Cap. 6).

5.1 `odrec` - Il codice di ricostruzione

Il software offline di decodifica e analisi dati per l'OD di DarkSide è `odrec` (*Outer Detector REConstruction*). `odrec` è scritto in linguaggio C++ e si basa sulla piattaforma di analisi ROOT [68].

Lo scopo di `odrec` è decodificare i `rawdata_file` generati dal sistema di acquisizione dati (vedi Sez. 4.2) e di ricostruire le informazioni fisiche rilevanti per caratterizzare ogni evento (ad esempio l'energia ad esso associata e il numero di PMT colpiti).

L'esecuzione di `odrec` è organizzata come una sequenza di moduli: ogni modulo è un oggetto di una classe che si occupa di un particolare aspetto della ricostruzione. I moduli di `odrec` vengono eseguiti in maniera sequenziale per ogni evento, in modo tale che ogni modulo possa utilizzare le informazioni ricostruite dai moduli precedenti per elaborare nuove informazioni.

Ogni modulo di `odrec` eredita dalla classe `odrec_base_module` (vedi Sez. 5.1.2) e agisce su `odrec_event`, la classe depositaria di tutte le informazioni riguardanti l'evento ricostruito (vedi Sez. 5.1.1). Le variabili elaborate dai moduli di `odrec` vengono scritte in un tree chiamato `odtree`¹ dal modulo

¹Un tree è un contenitore in cui i dati (`leaf`) vengono strutturati in rami (`branch`). `odtree` è un'istanza della classe `TTree` di ROOT e permette l'accesso alle variabili sia in maniera sequenziale (evento per evento) sia mediante chiavi di ricerca. In particolare ogni variabile può essere utilizzata come chiave di ricerca, facilitando l'analisi fisica e

`odrec_writer` (vedi Sez. 5.1.8).

L'algoritmo di ricostruzione, per prima cosa, rende accessibili le informazioni salvate nel file binario `rawdata_file` dove sono scritti gli eventi (`odrec_reader`, Sez. 5.1.3 e `odrec_decoder`, Sez. 5.1.4). Successivamente, per ciascun impulso, vengono calcolati l'integrale (`odrec_integrator`, Sez. 5.1.6) e la *baseline* (`odrec_baseline_subtractor`, Sez. 5.1.5). Tali parametri permettono di ricostruire la carica dell'evento. Nota la carica è possibile poi stimare, in prima approssimazione, l'energia dell'evento (`odrec_spe`, Sez. 5.1.7).

5.1.1 `odrec_event`

`odrec_event` è la classe che contiene tutte le informazioni dell'evento. Esse possono essere suddivise in:

- *General INFO*: informazioni generali che caratterizzano l'evento quali numero di evento, trigger ID, *timestamp* del trigger;
- *Configuration INFO*: informazioni riguardanti la configurazione hardware con la quale è stato acquisito l'evento. Tali informazioni sono poi gestite da una classe a se stante chiamata `odrec_configuration_t`.
- *Data INFO*: informazioni relative agli impulsi acquisiti. Esse possono essere suddivise in:
 - *RAW*: fanno riferimento agli impulsi acquisiti dai FADC (Sez. 3.5) espressi in **short**;
 - *DECODED*: fanno riferimento ai dati convertiti da **short** a Volt.

Tali informazioni vengono aggiornate man mano dall'azione sequenziale dei moduli. La Fig. 5.1 descrive la dinamica di tale processo.

5.1.2 `odrec_base_module`

Il modulo `odrec_base_module` è il modulo base da cui ereditano tutti i moduli presenti in `odrec`.

Un modulo è un codice che esegue delle operazioni sui dati. Ogni modulo ha un'interfaccia puramente virtuale costituita da 3 metodi pubblici:

- **virtual void begin(odrec_event* ev)**: consiste in tutte le operazioni che il modulo compie prima di agire sugli eventi, ad esempio la lettura dei parametri da configurazione e/o da database;
- **virtual void doit(odrec_event* ev)**: eseguito per ogni evento, è dove avviene il lavoro di ricostruzione;

l'individuazione di correlazioni.

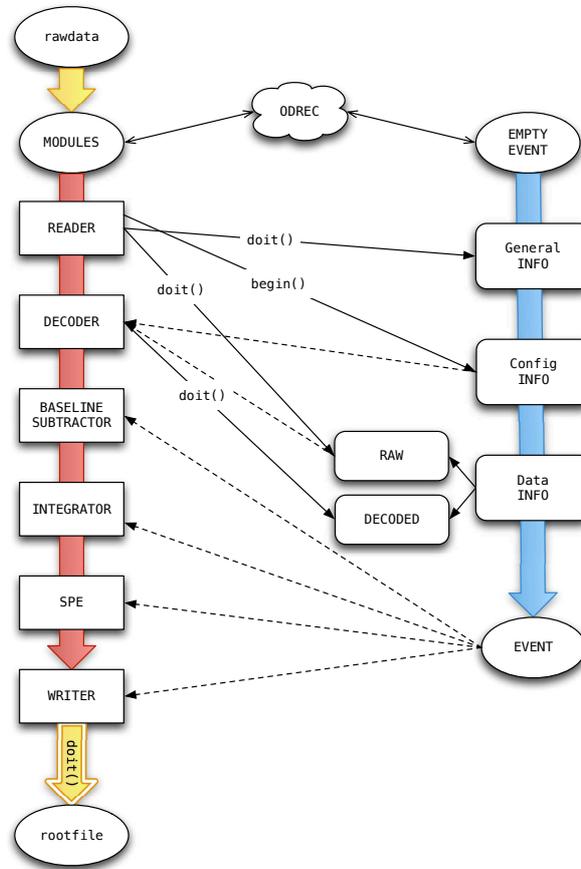


Figura 5.1: Schema di *odrec*, il software offline di decodifica e analisi dati per l'OD. Le linee piene indicano le azioni compiute dal modulo. Le linee tratteggiate invece indicano le informazioni ricostruite dai moduli precedenti utilizzate dal modulo per elaborarne di nuove.

- **virtual void end():** consiste nelle operazioni che il modulo compie dopo aver agito sugli eventi, ad esempio l'analisi statistica del run.

5.1.3 odrec_reader

Il modulo *odrec_reader* gestisce il file binario *rawdata_file* creato da ODB. Durante la fase di *begin*, il modulo apre il file, decodifica l'header generale e l'header di configurazione cioè la descrizione hardware di ciascun FA-DC attivo durante l'acquisizione. Tale configurazione è salvata all'interno di una classe personalizzata chiamata *odrec_configuration_t*. Durante la fase di *doit*, il modulo legge i dati dell'evento. I dati sono un insieme di impulsi ordinati per cestello, per scheda e per canale. Per ciascun evento viene letto il suo numero identificativo, il trigger ID e il suo *timestamp* dal file di dati. Gli

impulsi ancora espressi come **short** sono salvati in una struttura chiamata `_raw_pulse_t`. Durante la fase di *end*, il file è chiuso. Tutte le operazioni sul file sono gestite da una classe personalizzata `odrec_rawdata_file_t`. Tale classe possiede svariati metodi per leggere qualsiasi tipo di variabile e vettori. Inoltre è in grado di gestire automaticamente gli errori.

5.1.4 `odrec_decoder`

Il modulo `odrec_decoder` gestisce la conversione da **short** a Volt per tutti i canali che non sono disabilitati dall'utente. La conversione è effettuata utilizzando la formula:

$$data(\text{Volt}) = data(\text{short}) \cdot gain + offset$$

dove *gain* e *offset* sono parametri specifici di ciascuna scheda (vedi Sez. 4.1) salvati in `odrec_configuration_t`. Durante la fase di *doit*, per ciascun evento, il modulo compie la conversione degli impulsi. Durante tale fase vengono poi calcolate le seguenti variabili:

- **integral**: l'integrale di ciascun impulso che con opportuni fattori di conversione può essere ricondotto all'energia depositata dalla particella interagente;
- **offset**.

Le informazioni ricavate dal processo di decodifica sono salvate nella struttura `_decoded_pulse_t`. Ciascun `_decoded_pulse_t` è poi salvato in un `std::vector` chiamato `_decoded_waveform`.

5.1.5 `odrec_baseline_subtractor`

Il modulo `odrec_baseline_subtractor`, per ciascun impulso per ciascun evento, legge la funzione d'onda decodificata e ne calcola la *baseline* grazie al modulo `module_baseline_subtractor.num_baseline_samples`. Successivamente viene sottratta la *baseline* alla funzione d'onda: la funzione risultante è salvata in una struttura apposita (`baseline_subtracted_pulse`). Tale struttura contiene varie informazioni tipo il valore della *baseline*, la funzione d'onda a cui è stata tolta la *baseline* e l'integrale del segnale.

5.1.6 `odrec_integrator`

Il modulo `odrec_integrator` calcola, per ciascun evento e per ogni canale:

- `module_integrator.max_num_pulses_per_ch`, l'integrale dell'impulso massimo del singolo canale e lo salva in un vettore 2D;

- l'integrale totale di tutti gli impulsi acquisiti da ciascun canale e lo salva in un vettore 1D;

Se il modulo `odrec_baseline_subtractor` è attivo oltre a quanto specificato, il modulo calcola i medesimi valori corretti per l'offset di ciascun canale.

5.1.7 odrec_spe

Grazie al modulo `odrec_spe` è possibile calcolare per ciascun impulso dell'evento il numero di foto-elettroni (SPE, *Single PhotoElectron*) ad esso associati in quanto esso utilizza le informazioni calcolate dal modulo `module_spe`. `module_spe` per i run di laser calcola la SPE media di ciascun canale e ne scrive il valore su un file. La lettura di tale file avviene durante la fase di *begin*. Durante la fase di *doit* il modulo calcola il numero di foto-elettroni rivelati nell'evento da ciascun canale dividendo la carica totale del canale, cioè l'integrale del segnale calcolato da `odrec_integrator`, per il corrisponde valore di SPE. Se il modulo `odrec_baseline_subtractor` è attivo, il modulo utilizza l'integrale a cui è stata sottratta la *baseline*.

5.1.8 odrec_writer

Il modulo `odrec_writer` scrive le variabili fisiche dell'evento in `odtree` e scrive il ROOT file di output. Nella fase di *begin* viene aperto un ROOT file con nome

`ODRun_XXXXXX.root`

dove `XXXXXX` indica il numero di run. È poi creato il TTree `odtree` con il relativo branch. Durante la fase di *doit*, vengono scritte le variabili dell'evento nel tree. Nella fase di *end*, `odtree` è scritto sul ROOT file di output. Finita la scrittura il file è chiuso.

Fig. 5.2 mostra per un run come appare il contenuto di `odtree`.

5.2 Le variabili fisiche di odrec

L'azione dei moduli di `odrec` permette la ricostruzione di ciascun evento. Le variabili fisiche più importanti sono:

- `npmt`, il numero di canali il cui segnale supera la soglia di discriminazione almeno una volta;
- `npulse`, il numero di impulsi dell'evento cioè il numero di volte che il segnale di quel canale supera la soglia di discriminazione;
- `npe`, il numero di fotoni dell'evento, calcolato come la somma dei fotoni rivelati (vedi Sez, 5.1.7) per ciascun canale.

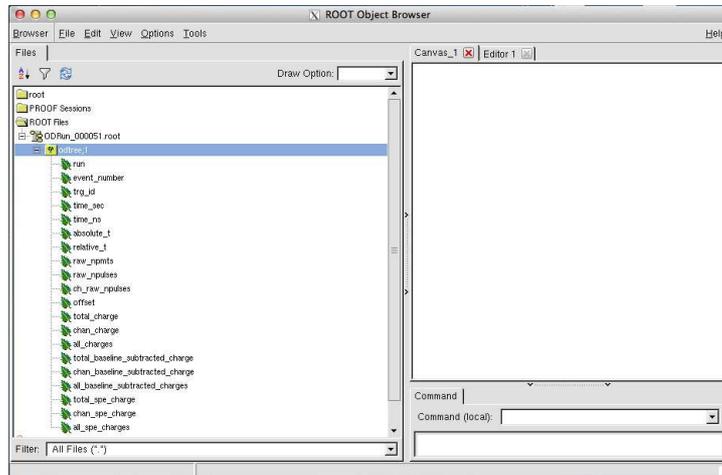


Figura 5.2: Contenuto di odtree visto da TBrowser.

Tali variabili costituiscono i primi stimatori dell'energia “visibile” dell'evento.

`npmt`, `npulse` e `npe` vengono utilizzate per il test del rivelatore di neutroni descritto in Cap. 6.

Capitolo 6

Test del rivelatore di neutroni: run con sorgente

Tra il 9 e il 19 di Luglio 2013 è stato effettuato il primo test in aria del rivelatore di neutroni sospendendo al suo interno una piccola cella di scintillatore in varie posizioni. Per tale test sono state utilizzate due sorgenti gamma: una sorgente di ^{241}Am di energia 59.541 keV e una di ^{137}Cs di energia 661.657 keV.

*Gli obbiettivi del test sono stati sia valutare il buon funzionamento del rivelatore, dell'elettronica di readout, del trigger hardware e del software online di acquisizione (ODAQ, ODS, DS50RC, ODB vedi Cap. 4), sia sviluppare e testare il programma di ricostruzione ed analisi *odrec* (vedi Cap. 5). Il test inoltre è stato utile per fornire una prima misura della resa in luce dello scintillatore (Light Yield, Y) tenendo conto della risposta del rivelatore (cioè il numero di fotoelettroni rivelati per unità di energia depositata).*

Al termine di questa fase di lavoro il ND è pronto per prendere dati.

6.1 Setup della sorgente

Nel periodo di test, il ND non era riempito di scintillatore e al suo interno non era presente la TPC (vedi Cap. 2).

Il ND è stato testato inserendo al suo interno un piccolo cilindro (~ 8 cm di diametro e ~ 8 cm di altezza) di silice fusa. La cella utilizzata è stata riempita con una mistura 1:1 di scintillatore e TMB, la stessa che verrà utilizzata per riempire il rivelatore.

La cella è stata ancorata con due anelli di teflon mantenuti insieme da alcuni fili di SpiderWire (una sottile corda capace di sostenere fino a 40 kg) fatti passare attraverso alcuni fori praticati sugli anelli. Lo SpiderWire inoltre, arrivando sia sulla parte inferiore che superiore della cella, crea un punto di attacco per un lungo filo utilizzato per inserire la cella all'interno del ri-



Figura 6.1: La cella di scintillatore utilizzata per il test. Il cilindro di silice fusa è mantenuto nella giusta posizione attraverso due anelli di teflon e dal filo SpiderWire. Al di sopra della cella è possibile osservare il piccolo contenitore in alluminio in cui sono poste le sorgenti.

velatore. In Fig. 6.1 è mostrata la cella prima di essere calata all'interno del rivelatore.

La cella è stata inserita nel rivelatore attraverso uno degli *organ pipe* che connettono il ND alla CRH¹. L'apertura dell'*organ pipe* in CRH è stata coperta con una flangia dotata di una piccola fessura in cui far scorrere il filo SpiderWire. Tale fessura può essere serrata intorno al filo in maniera tale da evitare che la luce filtri all'interno della sfera.

I dati sono stati acquisiti con la cella posta al centro del rivelatore e spostata di un metro verso l'alto e verso il basso rispetto a tale centro. Tali posizioni corrispondono a -6 m, -5 m e -4 m rispetto al pavimento della CRH. L'asse in cui la cella si può muovere è spostato di circa 1 m rispetto al centro del rivelatore.

Durante il test si sono acquisite varie tipologie di run: run senza sorgente, run con sorgente di ^{241}Am (attività di $1 \mu\text{Ci}$) e run con sorgente di ^{137}Cs (attività di $1 \mu\text{Ci}$). Durante i run di sorgente, le sorgenti radioattive erano inserite in un piccolo contenitore di alluminio posizionato a circa 5 cm al di sopra della cella e ancorato allo SpiderWire che reggeva la cella. Fig. 6.2 mostra una fotografia della cella all'interno del rivelatore scattata con il sistema di fotocamere interne del rivelatore.

¹La CRH è la camera pulita posta in cima al CTF. Si tratta di una stanza ad atmosfera controllata (pressione atmosferica ed inquinamento particellare) in cui avvengono tutte le procedure di montaggio e inserzione della TPC. È un ambiente Radon free.

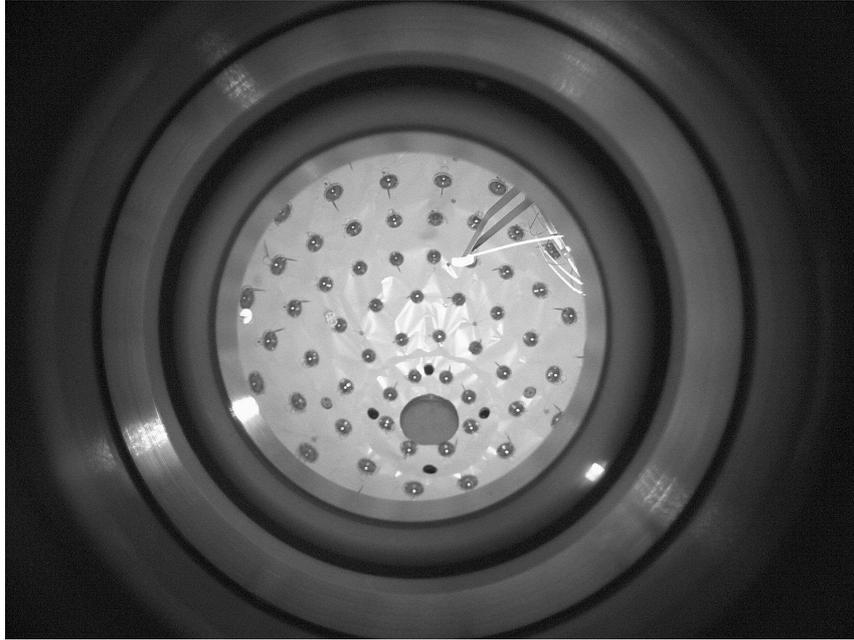


Figura 6.2: La cella di scintillatore fotografata all'interno del rivelatore.

6.2 Stato dell'hardware durante il test

6.2.1 Condizioni del rivelatore

Non essendo presente la TPC all'interno di ND, la flangia superiore, da cui avvengono tutte le operazioni di inserimento ed estrazione del rivelatore ad Argon, è stata chiusa da una copertura di alluminio spessa 3 mm. Sfortunatamente non è stato possibile mantenere la copertura completamente piatta cosicché una piccola quantità di luce è filtrata all'eterno del rivelatore. Intervenendo sulla flangia di copertura è stato possibile ridurre fortemente la presenza della luce nella sfera. Oltre alle infiltrazioni dovute alla copertura, la luce presente nella sfera era dovuta ad un passante per la fibra ottica non utilizzato lasciato aperto. Per il test, tale passante è stato temporaneamente tappato.

6.2.2 Stato dei PMTs

Dei 110 PMTs installati, 108 hanno mostrato un comportamento perfetto con rate di *dark noise* dell'ordine di circa 1 kHz.

Un PMT ha creato problemi con l'HV ed è stato spento. Un altro mostrava assenza di segnale e assenza di assorbimento di corrente. Ispezionando tale PMT si è compreso che non era connesso correttamente. Ripristinata la connessione, il PMT funziona correttamente.

6.2.3 Stato dell'elettronica di Front-End

Per il test del ND erano installati due moduli di Front-End, rispettivamente con 4 e 3 schede analogiche per un totale di 112 canali (vedi Sez. 3.3).

Tutti i canali analogici hanno lavorato correttamente con alcune eccezioni:

- 2 uscite analogiche 10x sono risultate essere sempre saturate.
- 7 uscite LVDS non funzionavano correttamente. Questo fatto non ha costituito un problema in quanto da una parte tali canali sono stati esclusi dalla formazione del trigger, dall'altra la loro uscita analogica 10x può essere acquisita senza problemi dai digitalizzatori.
- 3 uscite analogiche 10x possedevano un offset che non poteva essere regolato a 0 V utilizzando la compensazione delle FEM. Tali canali di conseguenza possedevano un piedistallo positivo di circa 10 mV.

Per ciascun canale è stata eseguita una scansione dei valori dell'offset in funzione dei valori assegnati alla compensazione delle FEM. Tale scansione ha premesso di determinare il valore ottimale per regolare l'offset di ciascun canale a zero. La configurazione di offset nullo è stata salvata su file e può essere caricata all'avvio del software ODS (vedi Sez. 4.4).

6.2.4 Stato del Trigger

È stato testato il trigger generato dalle FPGA presenti sulle schede digitali (vedi Sez. 3.4): l'efficienza di trigger è 100% quando il numero di canali è al di sopra della soglia di trigger impostata e 0% in tutti gli altri casi.

I due moduli presenti hanno lavorato in cascata: il trigger è generato sulla somma delle informazioni ottenute dai due moduli e i ritardi fra questi sono correttamente gestiti dalle stesse FPGA.

Per la maggior parte dei run la soglia di trigger è stata posta a 8 canali con una finestra di coincidenza di 50 ns.

6.3 DAQ

Durante il test il trigger del ND è stato generato dalla scheda FEDB. Il segnale di trigger è stato mandato nella scheda di *timing* di uno dei due chassis (chassis master). Tale segnale è stato distribuito all'altra scheda di *timing*. La distribuzione del trigger è stata fatta in maniera tale da garantire che il segnale di trigger arrivi sincrono ai due cestelli.

Ad ogni trigger, ciascun digitalizzatore salva in memoria 1250 campioni che, tradotti in tempo, corrispondono a 1 μ s. La posizione di riferimento del trigger nella finestra di acquisizione è 30%: questo significa che i primi

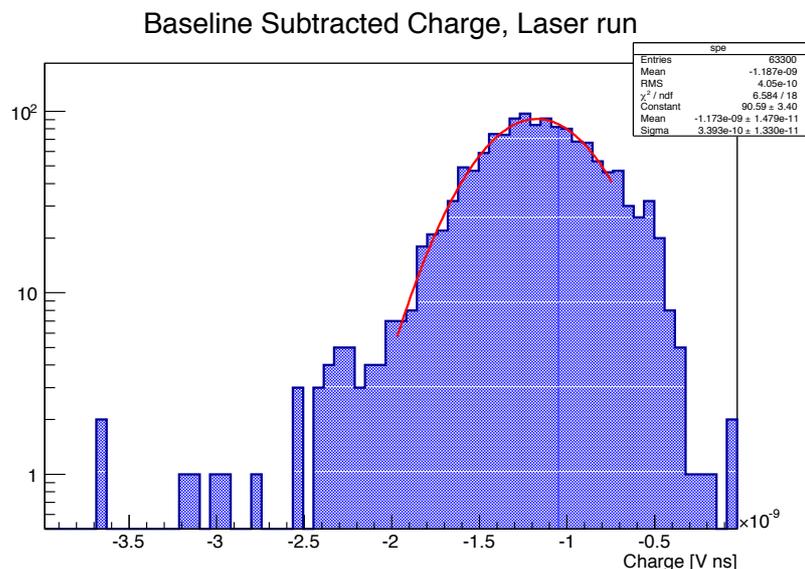


Figura 6.3: Distribuzione in carica per SPE per il canale 0 in un run di laser.

300 ns costituiscono il pre-trigger, cioè sono antecedenti al segnale di trigger, mentre gli ultimi 700 ns costituiscono il post-trigger, cioè corrispondono a campionamenti successivi al trigger.

Le funzioni d'onda digitalizzate sono acquisite dal controller che compie l'operazione di Zero Suppression e costruisce il frammento dell'evento. In pacchetti di 100, i frammenti sono inviati alla macchina del builder via TCP/IP (vedi Sez. 4.2).

6.4 Le misure

6.4.1 Run di Laser

Per calibrare la carica di singolo foto-elettrone, è stata effettuata una serie di run di laser in cui ciascun PMT è illuminato da un laser a bassa intensità. La distribuzione del laser non era ancora ottimale e uniforme cosicché non tutti i canali possedevano un spettro pulito di SPE. Si sono tuttavia acquisiti dati per avere statistica sufficiente per proseguire le misure.

Per ciascun PMT è stato ricavato lo spettro di carica a cui è stata sottratta la *baseline* e su quest'ultimo si è applicato un fit gaussiano per ottenere la carica di SPE. La Fig. 6.3 mostra un tipico spettro in carica di SPE.

I valori delle SPE ottenuti sono stati poi scritti in un file letto poi dal codice di ricostruzione all'inizio di ogni run (vedi Sez. 5.1.7).

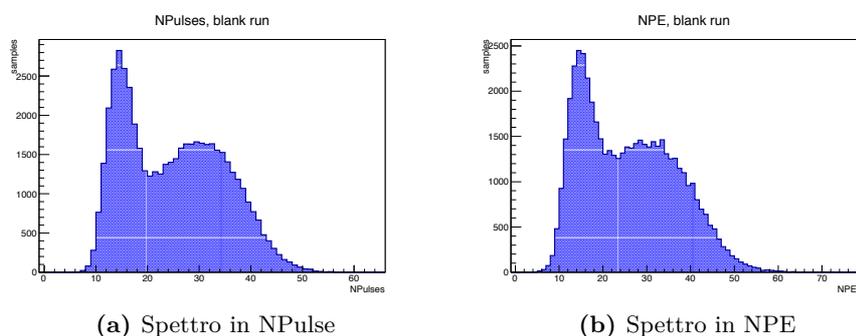


Figura 6.4: Spettro in energia per i run di *Blank* ottenuti con un livello di trigger pari a 6.

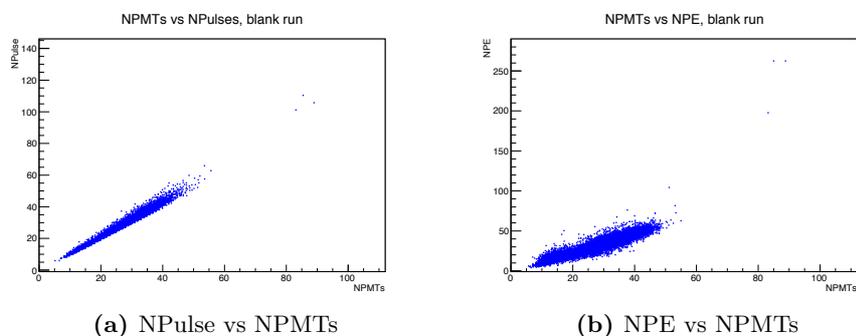


Figura 6.5: Correlazione fra `npmt` e le variabili energetiche per i run di *Blank* ottenuti con un livello di trigger pari a 6.

6.4.2 Run di *Blank*

Si definisce run di *Blank* un'acquisizione in cui non è presente nulla all'interno del ND.

La Fig. 6.4a mostra lo spettro energetico in `npulse` per run di *Blank* mentre Fig. 6.4b quello in `npe` (vedi Sez. 5.2 per la definizione di `npmt`, `npulse` e `npe`).

La Fig. 6.5a e la Fig. 6.5b mostrano la correlazione fra `npmt` e le altre due variabili energetiche. Nel regime di pochi PMT colpiti la correlazione è lineare.

Osservando lo spettro in `npulse` e `npe` è possibile notare due picchi a bassa energia, in particolare a ~ 15 e ~ 35 `npulse`. Si suppone che tali picchi siano dovuti a rumore elettronico la cui origine non è ancora nota. Tali picchi possono essere anche dovuti alla luce che riesce a filtrare all'interno del rivelatore.

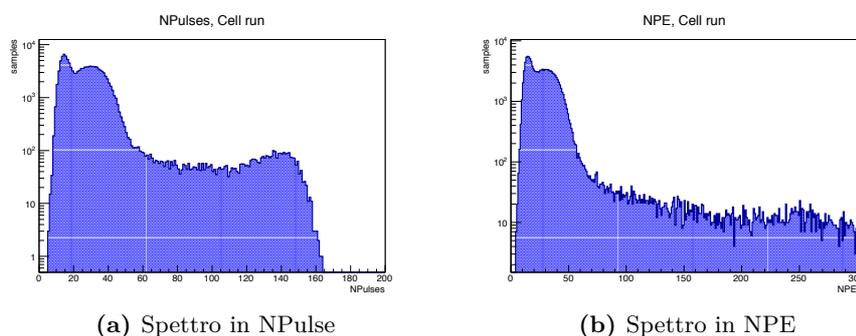


Figura 6.6: Spettro energetico per i run di sola cella ottenuti con un livello di trigger pari a 8.

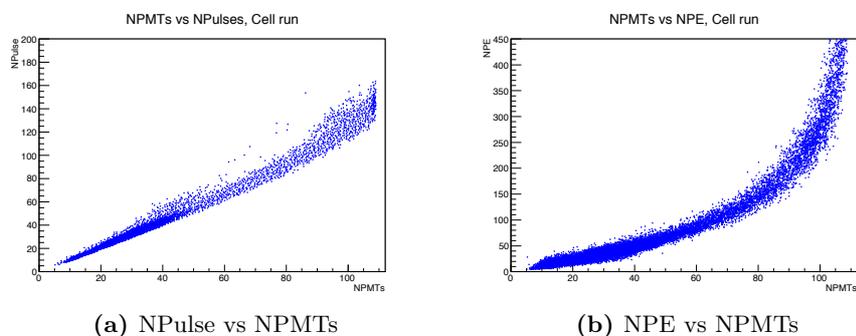


Figura 6.7: Correlazione fra `npmt` e le variabili energetiche per i run di sola cella ottenuti con un livello di trigger pari a 8.

6.4.3 Run con la sola cella

Nei run di cella è stata inserita la sola cella di scintillatore all'interno del ND a in prossimità del piano equatoriale. Tale tipologia di run è molto utile per distinguere il rumore elettronico dalla scintillazione presente nella cella in assenza di sorgente. La scintillazione è dovuta quindi a gamma provenienti dai materiali del rivelatore o da tracce radioattive presenti nella cella.

La Fig. 6.6a mostra lo spettro energetico in `npulse` per run di sola cella mentre Fig. 6.6b quello in `npe`.

La Fig. 6.7a e la Fig. 6.7b mostrano la correlazione fra `npmt` e le altre due variabili energetiche. A bassa energia (basso `npulse` e `npe`) la correlazione è lineare. Per energie più alte è possibile vedere la saturazione attesa a 110 `npmt`.

6.4.4 Confronto fra i run con la sola cella e i run di *Blank*

Le Fig. 6.8a e 6.8b mostrano il confronto fra gli spettri energetici in `npulse` e `npe` dovuti alla sola cella (istogrammi in rosso) e quelli dovuti a

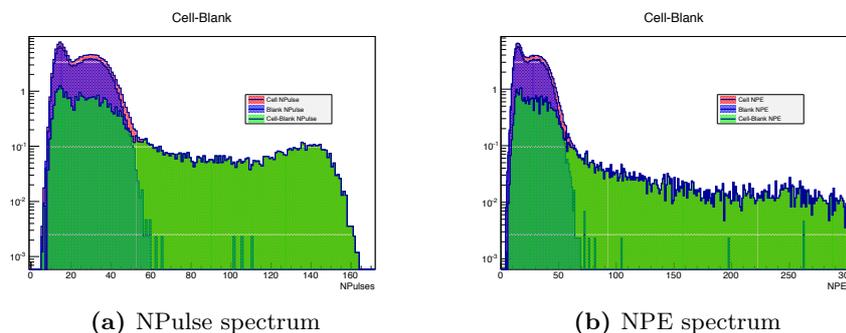


Figura 6.8: Confronto fra lo spettro energetico per i run con la sola cella (in rosso) e i run di *Blank* (in blu). Entrambi gli spettri sono stati riscalati per il tempo di acquisizione. Lo spettro in verde rappresenta la differenza fra lo spettro energetico della cella e quello di *Blank*.

run di *Blank* (istogrammi blu). In verde sono rappresentati gli istogrammi ottenuti dalla differenza dei due spettri.

La regione a alta energia è dovuta a gamma provenienti dai materiali costituenti il rivelatore, mentre a bassa energia domina il rumore della catena elettronica.

La Fig. 6.9 mostra il confronto fra il rate dei PMT dovuto alla sola cella (istogramma in blu) e quello per run di *Blank* (istogramma in rosso). Il picco del canale 53 è dovuto a un PMT con elevato *dark rate*.

6.4.5 Run con sorgente

Sono stati acquisiti dati sia con una sorgente di ^{241}Am ($E_\gamma = 59$ keV) che con una di ^{137}Cs ($E_\gamma = 662$ keV). In tali run la cella di scintillatore è stata posizionata sul piano equatoriale.

Gli spettri in *npmt*, *npulse* e *npe* per la sorgente di ^{241}Am sono mostrati rispettivamente in Fig. 6.10, 6.11 e 6.12. Le figure mostrano in rosso gli istogrammi dovuti alla sorgente, in blu quelli dovuti alla sola cella e in verde quelli ottenuti sottraendo i due spettri. Tutti i run sono stati acquisiti con livello di trigger pari a 8 e sono riscalati al tempo di acquisizione. La sorgente contribuisce prevalentemente con un singolo picco, molto evidente nello spettro sottratto, attribuito al gamma da 59 keV, a circa 35 *npulse* nella medesima regione dove è presente la struttura composita dovuta al fondo (in parte dovuto a rumore strumentale e in parte dovuto alla luce di scintillazione della cella) in assenza di sorgente (vedi Sez. 6.4.3).

Analogamente, gli spettri in *npmt*, *npulse* e *npe* per ^{137}Cs sono mostrati rispettivamente in Fig. 6.13, 6.14 e 6.15. Le figure mostrano in rosso gli istogrammi dovuti alla sorgente, in blu quelli dovuti alla sola cella e in verde quelli ottenuti sottraendo i due spettri.

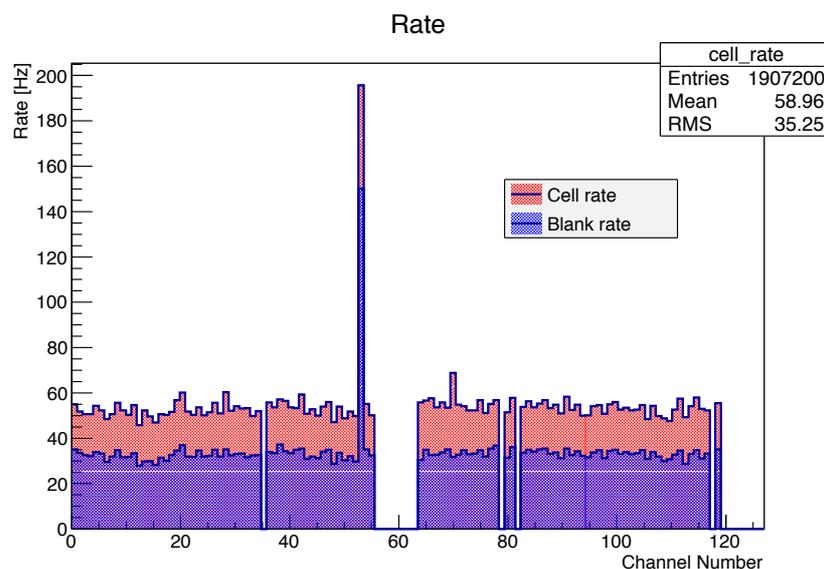


Figura 6.9: Rate degli impulsi per ciascun PMT, valutati per un run di sola cella e per uno di *Blank*. In entrambi i run considerati la soglia di trigger è 8, questo significa che eventi con $npmts < 9$ non generano un trigger e non sono stati considerati nell'analisi.

I picchi ad alta energia negli spettri di $npmt$ e $npulse$ sono dovuti ad effetti di saturazione. Per la sorgente di ^{137}Cs , npe è l'unico estimatore per l'energia che non mostra effetti di saturazione.

Il gamma da 662 keV contribuisce con una spalla Compton a 310 npe (corrispondente a circa 477 keV).

I due picchi a bassa energia presenti sia nei run con la sorgente di ^{241}Am che in quelli di cella non sono più presenti. Tale assenza può essere spiegata dal fatto che per i run con il ^{137}Cs è stato necessario alzare il livello di trigger da 8 a 11 canali in maniera tale da rendere sostenibile il rate di acquisizione per la DAQ. Si suppone che tali eventi di rumore la cui energia varia intorno a 40 $npulse$ siano equamente distribuiti in tutta la finestra di acquisizione. Tale distribuzione genera un trigger quando è richiesto che solo pochi eventi cadano in un intervallo di tempo di 50 ns. Quando si alza il livello di trigger tali eventi non sono più in grado di generare un trigger e contribuiscono in maniera più limitata allo spettro. Per calcolare il Y del ^{137}Cs è stato considerato lo spettro in NPE a cui si è applicato il taglio $> 40 npe$.

La resa in luce Y per le due sorgenti è stata determinata simulando le due tipologie di run di sorgente con GEANT4² e confrontando le simulazioni con

²GEANT4 (*GEometry ANd Tracking*) è una piattaforma per la “simulazione del passaggio di particelle attraverso la materia”. È sviluppato da una collaborazione internazionale di cui fa parte anche il CERN. L'area di applicazione include esperimenti in fisica delle alte energie, studi nucleari, applicazione in campo medico, acceleratori e astrofisica [69].

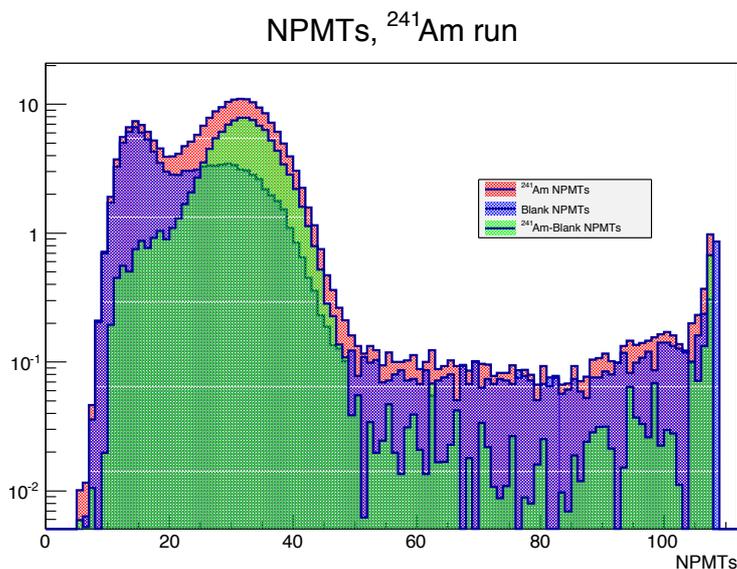


Figura 6.10: Spettro in NPMTs di ^{241}Am .

i dati ottenuti. Gli spettri in *npe* a cui è stato sottratto il fondo sono stati interpolati con lo spettro di energia simulato. Fig. 6.16 e 6.17 mostrano il fit tra lo spettro simulato e i dati ottenuti per i run con sorgente rispettivamente di ^{241}Am e ^{137}Cs .

Lo spettro simulato è stato interpolato solo per regioni di energia medio-alte (fra 28 e 60 *npe* per lo spettro di ^{241}Am e tra 225 e 450 *npe* per ^{137}Cs), dove lo spettro è meno distorto dal fondo.

Dalle misure si ottiene $Y = 0.61$ pe/keV per ^{241}Am e $Y = 0.68$ pe/keV per ^{137}Cs . La differenza fra i due valori è dovuta presumibilmente al differente *quenching* per la ionizzazione nello scintillatore alle diverse energie dei gamma (vedi Sez. 2.4.1).

In aggiunta sono stati acquisiti run ponendo la sorgente in differenti posizioni lungo l'asse di movimento della cella. Dal confronto dei vari run in *npmt* e in *npulse* (Fig. 6.18), a parte per gli spettri a -4 m che risentono di poca statistica, non si registrano variazioni significative dovute alla variazione di posizione.

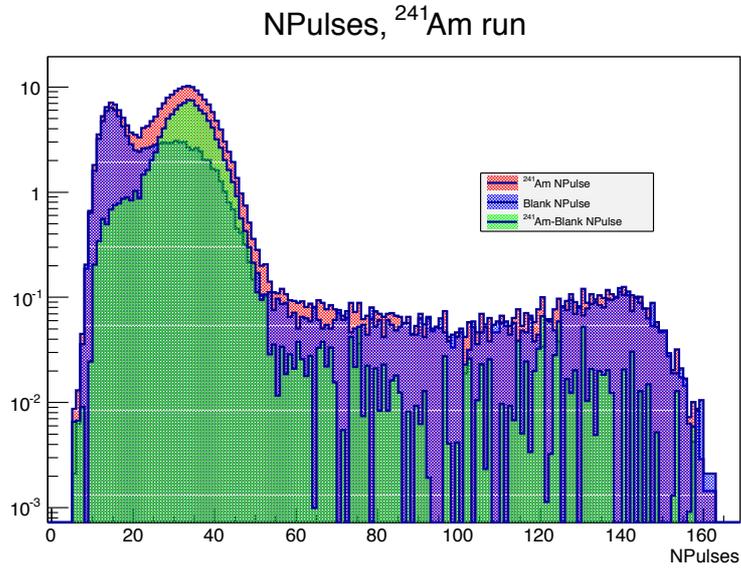


Figura 6.11: Spettro in NPulse di ^{241}Am .

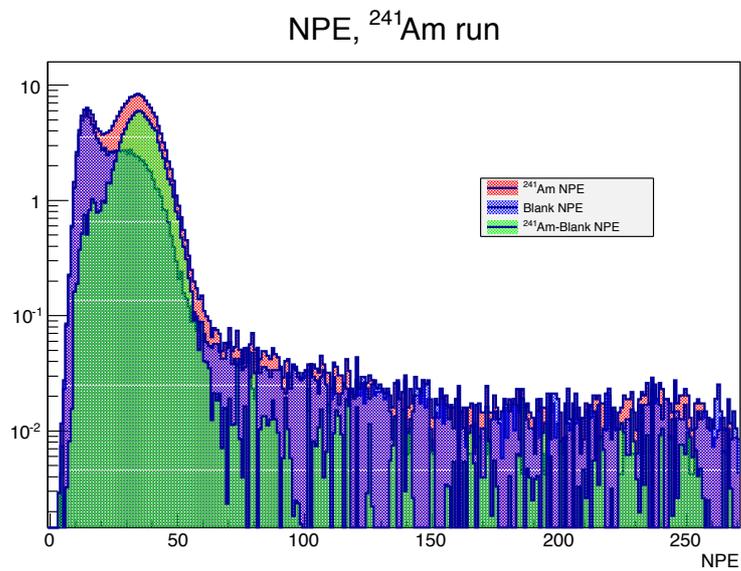


Figura 6.12: Spettro in NPE di ^{241}Am .

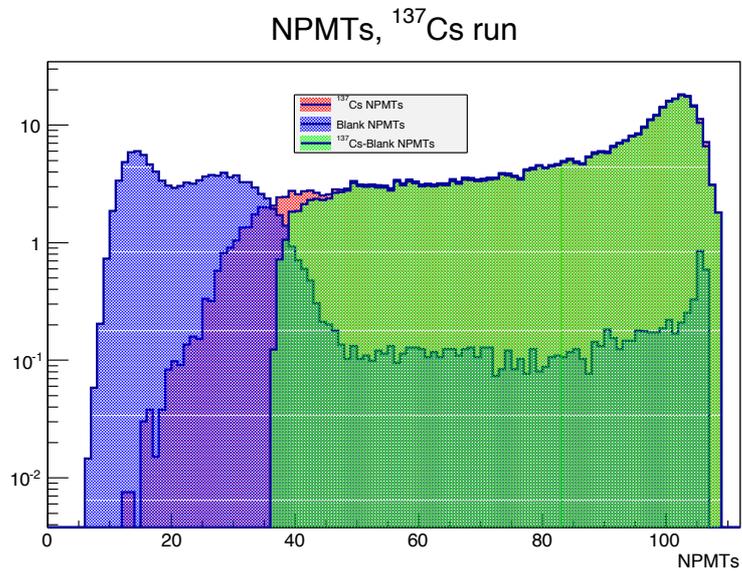


Figura 6.13: Spettro in NPMTs di ^{137}Cs .

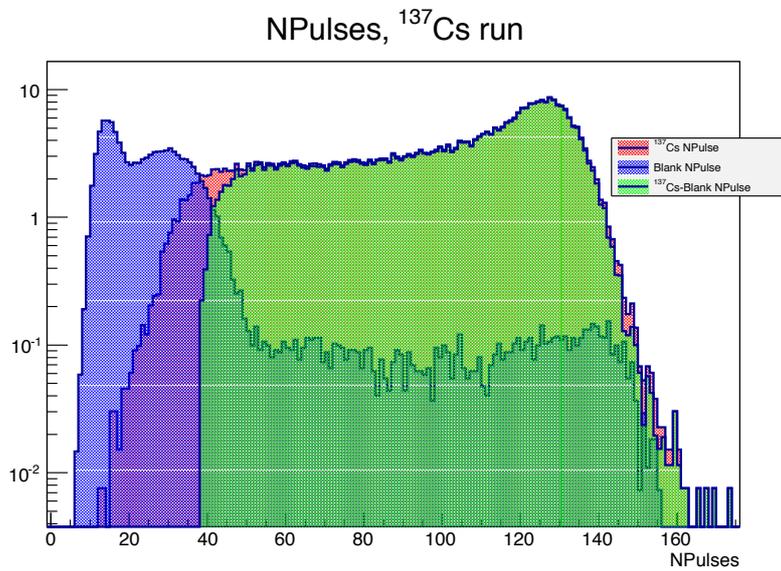


Figura 6.14: Spettro in NPulse di ^{137}Cs .

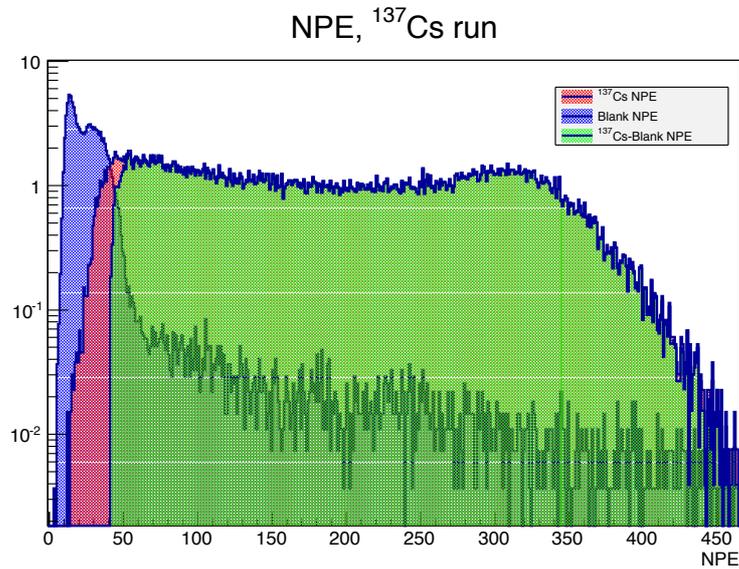


Figura 6.15: Spettro in NPE di ^{137}Cs .

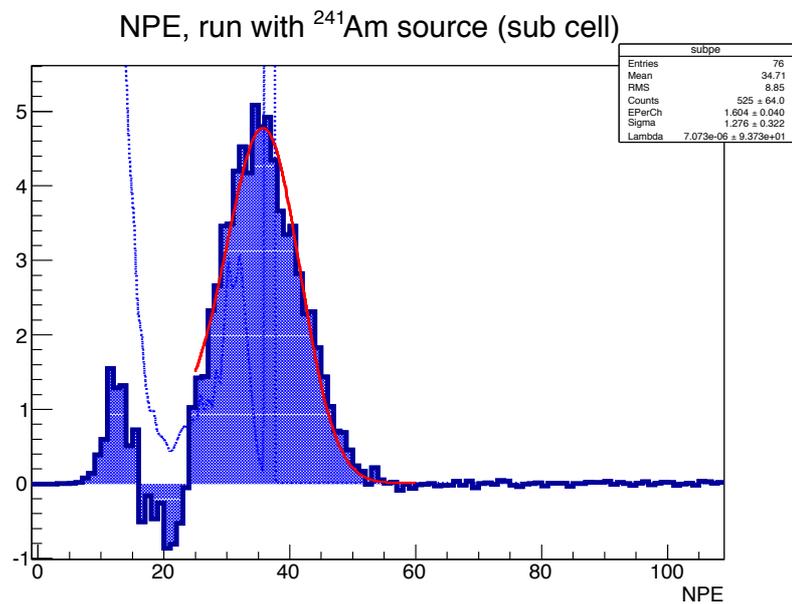


Figura 6.16: Spettro misurato in npe interpolato con lo spettro simulato del deposito di energia di ^{241}Am . Sono rappresentati in blu lo spettro misurato privo di fondo, in rosso quello simulato e interpolato sui dati misurati e in azzurro a linea tratteggiata quello raw simulato. Per ^{241}Am si ottiene $Y = 0.62$ pe/keV.

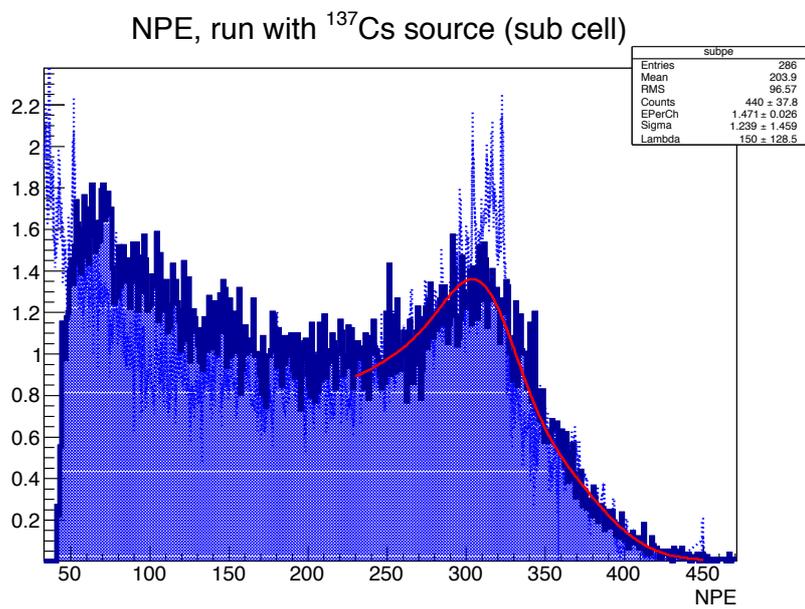
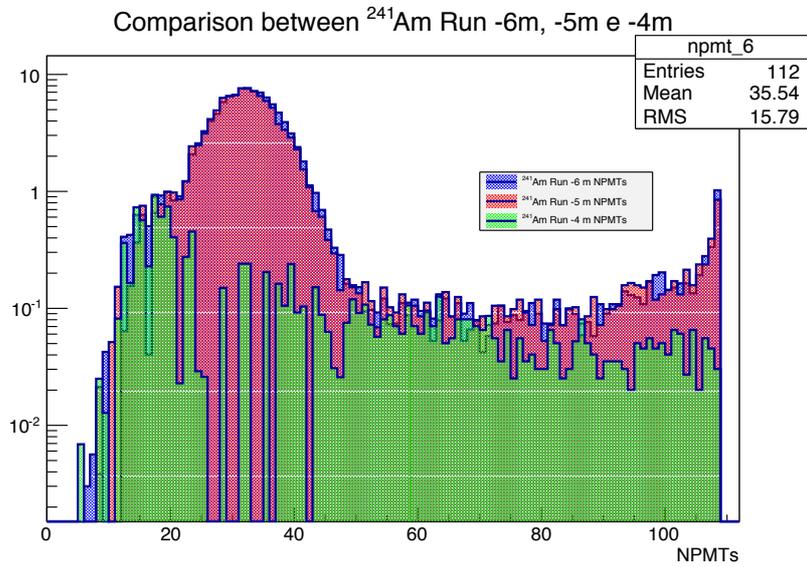
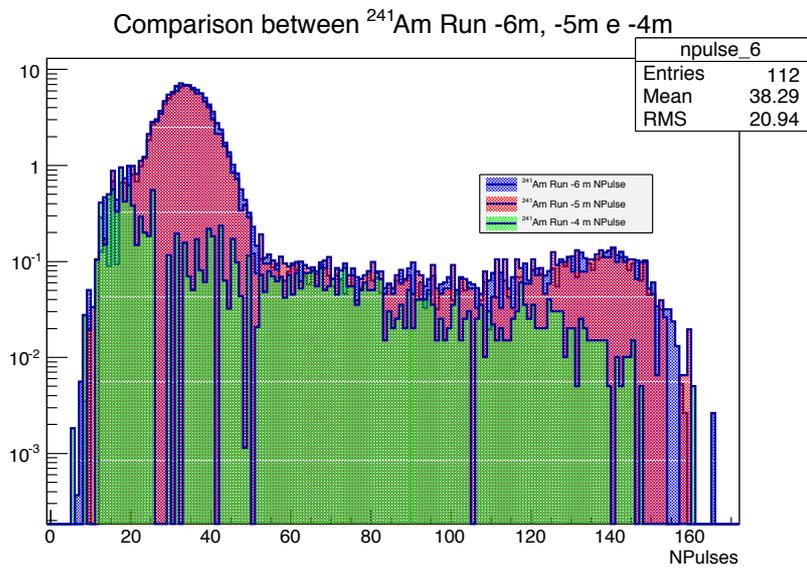


Figura 6.17: Spettro misurato in *npe* interpolato con lo spettro simulato del deposito di energia di ^{137}Cs . Sono rappresentati in blu lo spettro misurato privo di fondo, in rosso quello simulato e interpolato sui dati misurati e in azzurro a linea tratteggiata quello *raw* simulato. Per ^{137}Cs si ottiene $Y = 0.68$ pe/keV.



(a) Confronto NPMTs



(b) Confronto NPulse

Figura 6.18: Confronto in npmt e in npulse di run di ^{241}Am acquisiti con la cella in diverse posizioni.

Conclusioni

Nel mio lavoro di tesi ho contribuito all'installazione, ai test e ad effettuare il debug su tutta la catena elettronica dei rivelatori di veto di DarkSide (OD, *Outer Detector*).

Dopo l'installazione dei moduli di Front-End ho provveduto a testare tutte le schede analogiche di Front-End presenti per risolvere i loro problemi di oscillazione e rumore.

Mi sono poi occupato di scrivere l'interfaccia software online per l'acquisizione dati dell'OD. Essa comprende il software di acquisizione dati ODAQ, quello di ispezione dei canali Inspector, il software del builder ODB e il quello di controllo dell'acquisizione DS50RC. Oltre ai programmi di acquisizione dati, ho sviluppato il programma di visualizzazione degli scaler ODS.

Mi sono occupato anche di sviluppare un *framework* di decodifica e analisi dei dati di OD chiamato *odrec*.

Grazie al lavoro di test della catena elettronica e a quello di sviluppo software ho potuto effettuare il primo test in aria del rivelatore di neutroni sospendendo una piccola cella di scintillatore in varie posizioni al suo interno accoppiata a sorgenti radioattive.

Il risultato finale della mia tesi è una misura preliminare della resa in luce dello scintillatore del rivelatore di neutroni utilizzando i dati ottenuti con sorgenti radioattive. Ho ottenuto una resa in luce pari a 0.61 pe/keV per ^{241}Am a 59 keV e 0.68 pe/keV per ^{137}Cs a 662 keV.

Il rivelatore DarkSide-50, completo di rivelatore di neutroni e di quello di muoni sta iniziando la presa dati. Dati utili per l'analisi di rinculi nucleari di WIMPs sono attesi a partire dal mese prossimo, quando verrà completato il riempimento con acqua e scintillatore.

Bibliografia

- [1] Gianfranco Bertone, Dan Hooper e Joseph Silk. «Particle dark matter: evidence, candidates and constraints». In: *Physics Reports* 405.56 (2005), pp. 279–390. ISSN: 0370-1573. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2004.08.031>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157304003515>.
- [2] J. Beringer et al. «Review of Particle Physics». In: *Phys. Rev. D* 86 (1 lug. 2012), p. 010001. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.010001. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [3] R. H. Sanders. «The Published Extended Rotation Curves of Spiral Galaxies: Confrontation with Modified Dynamics». In: *The Astrophysical Journal* 473.1 (1996), p. 117. URL: <http://stacks.iop.org/0004-637X/473/i=1/a=117>.
- [4] N. A. Bahcall e X. Fan. «The Most Massive Distant Clusters: Determining Omega and delta 8». In: *The Astrophysical Journal* 504 (set. 1998), p. 1. DOI: 10.1086/306088. eprint: [arXiv:astro-ph/9803277](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9803277).
- [5] F. Zwicky. «Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln». In: *Helvetica Physica Acta* 6 (1933), pp. 110–127.
- [6] Ö. E. Rögnvaldsson et al. «Depletion of background galaxies owing to the cluster lens CL0024+1654: U- and R-band observations». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 322.1 (2001), pp. 131–140. ISSN: 1365-2966. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2001.04066.x. URL: <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04066.x>.
- [7] Planck Collaboration et al. «Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results». In: (mar. 2013). eprint: 1303.5062. URL: <http://arxiv.org/abs/1303.5062>.
- [8] Planck Collaboration et al. «Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters». In: (mar. 2013). eprint: 1303.5076. URL: <http://arxiv.org/abs/1303.5076>.
- [9] B. Paczynski. «Gravitational microlensing by the galactic halo». In: *Astrophysical Journal* 304 (mag. 1986), pp. 1–5. DOI: 10.1086/164140.

- [10] F. De Paolis et al. «A Case for a Baryonic Dark Halo». In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1 gen. 1995), pp. 14–17. DOI: 10.1103/PhysRevLett.74.14. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.14>.
- [11] Sohrab Rahvar. «EROS/MACHO Gravitational Microlensing Events Toward LMC in Evans Halo Model». In: *Int.J.Mod.Phys.* D12 (2003), p. 45. eprint: astro-ph/0203037. URL: <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0203037>.
- [12] Riccardo Catena e Piero Ullio. «The local dark matter phase-space density and impact on WIMP direct detection». In: (nov. 2011). eprint: 1111.3556. URL: <http://arxiv.org/abs/1111.3556>.
- [13] Marco Battaglia, Ian Hinchliffe e Daniel Tovey. «Cold Dark Matter and the LHC». In: *J.Phys.* G30 (2004), R217–R244. eprint: hep-ph/0406147. URL: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0406147>.
- [14] M. Ageron et al. «The ANTARES Telescope Neutrino Alert System». In: (mar. 2011). eprint: 1103.4477. URL: <http://arxiv.org/abs/1103.4477>.
- [15] M. G. Aartsen et al. «An IceCube Search for Dark Matter Annihilation in nearby Galaxies and Galaxy Clusters». In: (lug. 2013). eprint: 1307.3473. URL: <http://arxiv.org/abs/1307.3473>.
- [16] M Boezio et al. «PAMELA and indirect dark matter searches». In: *New Journal of Physics* 11.10 (2009), p. 105023. URL: <http://stacks.iop.org/1367-2630/11/i=10/a=105023>.
- [17] R. W. Schnee. «Introduction to dark matter experiments». In: (gen. 2011). eprint: 1101.5205. URL: <http://arxiv.org/abs/1101.5205>.
- [18] M.C. Smith et al. «The RAVE Survey: Constraining the Local Galactic Escape Speed». In: *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* 379 (2007), pp. 755–772. eprint: astro-ph/0611671. URL: <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0611671>.
- [19] J.D. Lewin e P.F. Smith. «Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil». In: *Astroparticle Physics* 6.1 (1996), pp. 87–112. ISSN: 0927-6505. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505\(96\)00047-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505(96)00047-3). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650596000473>.
- [20] *PNNL: CoGeNT Dark Matter Experiment*. URL: <http://cogent.pnnl.gov/>.
- [21] C. E. Aalseth et al. «Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a p -Type Point Contact Germanium Detector». In: *Phys. Rev. Lett.* 106 (13 mar. 2011), p. 131301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.131301. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.131301>.

- [22] *Super Cryogenic Dark Matter Search*. URL: <http://cdms.berkeley.edu>.
- [23] *EDELWEISS - Experiment for direct detection of dark matter*. URL: <http://edelweiss.in2p3.fr>.
- [24] CDMS Collaboration et al. «Dark Matter Search Results Using the Silicon Detectors of CDMS II». In: (apr. 2013). eprint: 1304.4279. URL: <http://arxiv.org/abs/1304.4279>.
- [25] *CRESST - Searching for Dark Matter*. URL: <http://www.cresst.de/index.php>.
- [26] G. Angloher et al. «Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter search». In: *The European Physical Journal C* 72.4 (2012), pp. 1–22. ISSN: 1434-6044. DOI: 10.1140/epjc/s10052-012-1971-8. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1971-8>.
- [27] *The DAMA Project*. URL: <http://people.roma2.infn.it/~dama/web/home.html>.
- [28] *The XENON Dark Matter Project*. URL: <http://xenon.astro.columbia.edu>.
- [29] XENON100 Collaboration et al. «Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data». In: (lug. 2012). eprint: 1207.5988. URL: <http://arxiv.org/abs/1207.5988>.
- [30] *DarkSide - two-phase argon TPC for Dark Matter Direct Detection*. URL: <http://darkside.lngs.infn.it>.
- [31] *LNGS - Laboratori Nazionali del Gran Sasso*. URL: <http://www.lngs.infn.it>.
- [32] G. Bellini et al. «Cosmic-muon flux and annual modulation in Borexino at 3800 m water-equivalent depth». In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2012.05 (2012), p. 015. URL: <http://stacks.iop.org/1475-7516/2012/i=05/a=015>.
- [33] S.P. Ahlen et al. «Study of penetrating cosmic ray muons and search for large scale anisotropies at the Gran Sasso Laboratory». In: *Physics Letters B* 249.1 (1990), pp. 149–156. ISSN: 0370-2693. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(90\)90541-D](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(90)90541-D). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939090541D>.
- [34] Tadayoshi Doke, Kimiaki Masuda e Eido Shibamura. «Estimation of absolute photon yields in liquid argon and xenon for relativistic (1 MeV) electrons». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 291.3 (1990), pp. 617–620. ISSN: 0168-9002. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(90\)90011-T](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(90)90011-T). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029090011T>.

- [35] D. Akimov et al. «Light Yield in DarkSide-10: a Prototype Two-phase Liquid Argon TPC for Dark Matter Searches». In: (apr. 2012). eprint: 1204.6218. URL: <http://arxiv.org/abs/1204.6218>.
- [36] P. Benetti et al. «Measurement of the specific activity of ^{39}Ar in natural argon». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 574.1 (2007), pp. 83–88. ISSN: 0168-9002. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.01.106>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207001672>.
- [37] A. Curioni. «Noble liquid detectors for fundamental physics and applications». In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 197.1 (2009). Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors (IPRD08), pp. 48–51. ISSN: 0920-5632. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2009.10.032>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563209007531>.
- [38] M.G. Boulay et al. «Measurement of the scintillation time spectra and pulse-shape discrimination of low-energy beta and nuclear recoils in liquid argon with DEAP-1». In: (apr. 2009). eprint: 0904.2930. URL: <http://arxiv.org/abs/0904.2930>.
- [39] C. Galbiati e R. Purtschert. «Discovery of underground argon with low level of radioactive ^{39}Ar and possible applications to WIMP dark matter detectors». In: (dic. 2007). eprint: 0712.0381. URL: <http://arxiv.org/abs/0712.0381>.
- [40] H.O. Back et al. «Depleted Argon from Underground Sources». In: *Physics Procedia* 37 (2012). Proceedings of the 2nd International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP 2011), pp. 1105–1112. ISSN: 1875-3892. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.phpro.2012.04.099>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S187538921201807X>.
- [41] B. Loer. «Towards a Depleted Argon Time Projection Chamber WIMP Search : DarkSide Prototype Analysis and Predicted Sensitivity». Tesi di dott. Princeton University, nov. 2011.
- [42] F. Elisei et al. «Measurements of liquid scintillator properties for the Borexino detector». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 400.1 (1997), pp. 53–68. ISSN: 0168-9002. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00933-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00933-9). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900297009339>.

- [43] G Alimonti et al. «Light propagation in a large volume liquid scintillator». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 440.2 (2000), pp. 360–371. ISSN: 0168-9002. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00961-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00961-4). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299009614>.
- [44] J.B. Birks. «Photophysics of Aromatic Molecules». In: *Wiley - Inter-science* 37.38 (1970), p. 50.
- [45] L.R. Greenwood e N. R. Chellew. «Improved ^{10}B -loaded liquid scintillator with pulse-shape discrimination». In: *Review of Scientific Instruments* 50.4 (1979), pp. 466–471. ISSN: 0034-6748. DOI: 10.1063/1.1135853.
- [46] G Alimonti et al. «A large-scale low-background liquid scintillation detector: the counting test facility at Gran Sasso». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 406.3 (1998), pp. 411–426. ISSN: 0168-9002. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00018-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00018-7). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900298000187>.
- [47] John D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Third. Wiley, 1998. ISBN: 047130932X.
- [48] *CAEN - Tools for Discovery: Electronic Instrumentation*. URL: <http://www.caen.it>.
- [49] *CAEN A1536 - 32 Channel 3 kV/1 mA Common Floating Return Board*. URL: <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=20&idmod=792>.
- [50] *CAEN SY4527 - Universal Multichannel Power Supply System*. URL: <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=20&idmod=752>.
- [51] *CAEN A4528 - CPU Module*. URL: <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?idmod=811&parent=20>.
- [52] *INFN Sezione di Genova*. URL: <http://www.ge.infn.it>.
- [53] *National Instruments*. URL: <http://www.ni.com>.
- [54] *NI PXIe-1075 - 18-Slot PXI Express Chassis for PXI and PXI Express Modules*. URL: <http://sine.ni.com/ds/app/doc/p/id/ds-335/lang/it>.
- [55] *NI PXIe-8133 - 1.73 GHz Quad-Core Embedded Controller for PXI Express*. URL: <http://sine.ni.com/ds/app/doc/p/id/ds-267/lang/it>.
- [56] *NI PXIe-5162*. URL: <http://sine.ni.com/ds/app/doc/p/id/ds-480/lang/it>.

-
- [57] *NI PXIe-6674T - Timing and Synchronization Module*. URL: <http://sine.ni.com/ds/app/doc/p/id/ds-261/lang/it>.
- [58] *NI PXIe7961R - FlexRIO FPGA Modules*. URL: <http://sine.ni.com/ds/app/doc/p/id/ds-366/lang/it>.
- [59] *NI 6583 - 300 Mbit/s, 32 SE and 16 LVDS Digital Adapter Module*. URL: <http://sine.ni.com/ds/app/doc/p/id/ds-237/lang/it>.
- [60] *CAEN V1495 - General Purpose VME Board*. URL: <http://www.caen.it/cs/site/CaenProd.jsp?parent=11&idmod=484>.
- [61] *LabVIEW - System Design Software*. URL: <http://www.ni.com/labview/>.
- [62] *LabVIEW - Basic Functional Global Variable Example*. URL: <https://decibel.ni.com/content/docs/DOC-2143>.
- [63] *LabVIEW - What is a Queue?* URL: <http://digital.ni.com/public.nsf/allkb/DD7DBD9B10E3E537862565BC006CC2E4>.
- [64] *LabVIEW - Simple Messaging Reference Library (STM)*. URL: <http://www.ni.com/white-paper/4095/en/>.
- [65] *LabVIEW - FPGA Module*. URL: <http://www.ni.com/labview/fpga/>.
- [66] *LabVIEW - FPGA Module: Using Single-Cycle Timed Loops to Optimize FPGA VIs*. URL: http://zone.ni.com/reference/en-XX/help/371599H-01/lvfpgaconcepts/using_sctl_optimize_fpga/.
- [67] *LabVIEW - FPGA Module: Using DMA FIFO to Develop High-Speed Data Acquisition Applications for Reconfigurable I/O Devices*. URL: <http://www.ni.com/white-paper/4534/en/>.
- [68] *ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework*. URL: <http://root.cern.ch>.
- [69] *GEANT4*. URL: <http://www.geant4.org/geant4/>.